PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 6. 15. März 1908. Redaktionsschluß für No. 7 am 16. März 1908. 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

K. Kurz, Eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der Atmosphäre an radioaktiven Substanzen. S. 177.

H. W. Schmidt, Über die Aktivierung der zentralen Elektrode eines zylindrischen Gefäßes in Radiumemanation. S. 184.

H. Dember, Über die Empfindlichkeitsänderung lichtelektrischer Zellen. S. 188.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa:
No. 39: P. Doglio, Über die Dauer der Kathodenstrahlemission in Vakuumröhren. S. 190.

J. E. Lilienfeld, Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum. S. 193.

O. M. Corbino, Über die elektrischen Schwingungen, welche man mit dem System Reihendynamo-Kondensator erhalten kann. S. 193.

O. M. Corbino, Eine elektromechanische Anordnung zur direkten Umwandlung von Gleichstrom in kontinuierliche elektrische Schwingungen hoher Frequenz. S. 195.

E. Rudolfi, Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten. S. 198.

M. v. Rohr, Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt. S. 201.

E. Grimsehl, Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt. S. 202.

W. Eickhoff, Über das Sprühen von Kondensatoren. S. 202.

R. H. Rendahl, Über Erzeugung schwachgedämpfter elektrischer Schwingungen. S. 203.

Besprechungen:

F. Klein, Vorträge über den mathematischen Unterricht an den höheren Schulen. I. S. 205.

B. Schmid, Der naturwissenschaftliche Unterricht. S. 206.

G. H. Bryan, Thermodynamik. S. 206.

R. Emden, Gaskugeln. Anwendungen der mechanischen Wärmetheorie auf kosmologische und meteorologische Probleme. S. 206.

J. Kunz, Theoretische Physik auf mechanischer Grundlage. S. 207.

H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. S. 207.

A. Leon, Spannungen und Formänderungen einer um ihren Durchmesser gleichmäßig sich drehenden Kreisscheibe. S. 207.

A. Leon, Proseminar-Aufgaben aus der Elastizitätstheorie. S. 207.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik und Meteorologie. 2. Band. 1. Abt. 3. Buch und 3. Band. S. 207.

O. Lodge, Elektronen. S. 208.

Berichtigungen. S. 208.

Tagesereignisse. S. 208.

Personalien. S. 208.

Gesuche. S. 208.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der Atmosphäre an radioaktiven Substanzen.

Von Karl Kurz.

Es handelt sich in dieser Arbeit um eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der Atmosphäre an solchen radioaktiven Substanzen, die sich auf einem negativ geladenen Körper niederschlagen lassen, also um die bereits positiv geladenen Träger. Vom Verfasser ist gezeigt worden[1]), daß sich bei luftelektrischen Messungen auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper der Meßapparate ein Niederschlag von festen radioaktiven Substanzen bildet. In dieser Arbeit soll nachgewiesen werden, daß sich aus der Beeinflussung, die die Resultate luftelektrischer Messungen mit Aspirationsapparaten durch obigen Umstand erleiden, eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der Luft an solchen radioaktiven Substanzen ergibt.[2]) Die Wirkung der Substanzen soll angegeben werden durch den Sättigungsstrom, den die Substanzen pro cbm Luft zu unterhalten vermögen. Benutzt wurde ein Ebertscher Ionenzähler[1]), auf dessen Zerstreuungskörper die Substanzen bei der Aspiration sich anreicherten, um dann in geeigneter Weise in einem Hilfselektrometer von genügend kleiner Kapazität untersucht zu werden.

I. Berechnung der Beeinflussung von Ionenzählungen durch die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre.

Es soll zunächst gezeigt werden, wie die genannte Beeinflussung bei einem Aspirationsapparat, z. B. dem Ebertschen Ionenzähler, berechnet werden kann. Beim Ebertschen Apparat werden in einem Zylinderkondensator, in dem Sättigungsstrom herrscht, einem durchgesaugten Luftstrom alle Ionen eines Vorzeichens entzogen und auf dem geladenen Zerstreuungskörper niedergeschlagen. Da die Geschwindigkeit der festen radioaktiven Stoffe der Atmosphäre in einem elektrischen Felde die ein- bis zehnfache der Ionengeschwindigkeit beträgt[2]), so werden auch diese Substanzen dem Luftstrom entzogen und auf der negativ geladenen Elektrode niedergeschlagen.

1) K. Kurz, diese Zeitschr. **7**, 771—775, 1906; Ber. d. D. Phys. Ges. **4**, 459—467, 1906; Die Beeinflussung der Ergebnisse luftelektrischer Messungen durch die festen radioaktiven Stoffe der Atmosphäre, Dissertation, Gießen 1907; Ann. d. Phys. (4) **24**, 890—930, 1907.

2) Die Tatsache der Anreicherung von festen radioaktiven Substanzen auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper von Aspirationsapparaten ist schon von Gerdien (diese Zeitschr. **6**, 465—472, 1905) und später von K. W. F. Kohlrausch (Wien. Ber. **115** (IIa), 1263—1268, 1906) bei ihren Untersuchungen über die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre benutzt worden.

1) H. Ebert, Arch. de Genève **4**, 12, 97, 1901; diese Zeitschr. **2**, 662, 1901; Illustr. Aëron. Mitteilgn. **6**, 178, 1902; Ber. d. D. Phys. Ges. 1905, Heft 2.

2) H. Gerdien, diese Zeitschr. **6**, 465—472, 1905.

Der am Elektrometer beobachtete Spannungsrückgang wird also zum Teil bewirkt durch die dem Luftstrom entzogenen Ionen, die bereits beim Eintritt der Luft in den Kondensator existierten, zum Teil durch die Ionen, die von den auf der negativ geladenen Elektrode niedergeschlagenen Substanzen erst im Kondensator erzeugt werden. Für eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der Luft an radioaktiven Substanzen mittels des Ebertschen Ionenzählers kam es also lediglich darauf an, jene Wirkung der niedergeschlagenen Stoffe gesondert für sich zu bestimmen.

Fig. 1 zeigt allgemein den Verlauf der Beobachtung an einem solchen Apparat während der Versuchszeit. Als Abszisse ist die Zeit eingetragen, gerechnet von Beginn des Versuchs (Ingangsetzen des Aspirators), als Ordinate der beobachtete Spannungsrückgang in der Zeiteinheit. $abced$ stellt darnach die

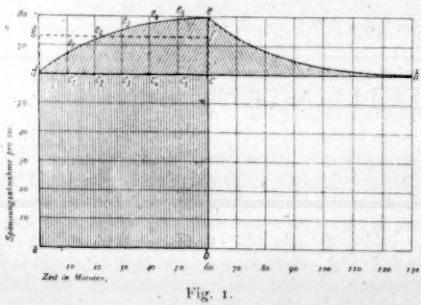


Fig. 1.

Gesamtwirkung dar während einer Versuchsdauer von 60 Minuten. Von den beiden Teilen $abcd$ und ced repräsentiert $abcd$ die Wirkung der Ionen, ced die der radioaktiven Substanzen, die sich zur Wirkung der Ionen addiert. Die Wirkung der Ionen ist konstant, da die Ionen beim Auftreffen auf den Zerstreuungskörper zugleich ihre Ladung abgeben. Die Wirkung der radioaktiven Substanzen steigt allmählich an, da die Substanzen nach dem Auftreffen auf dem Zerstreuungskörper nicht vernichtet sind, sondern ihre ionisierende Wirkung weiter fortsetzen. Diese Wirkung steigt im Laufe des Versuchs an nach den bekannten Gesetzen über die Entstehung radioaktiver Zerfallsprodukte.

Beobachtet wird während des Versuchs immer die zu der betreffenden Beobachtungszeit gehörige Gesamtordinate, zu Beginn des Versuchs also ad, am Schlusse des Versuchs be. Nach Schluß des eigentlichen Versuchs, der Ionenzählung, wird dann der Abfall der radioaktiven Substanzen, ceh, beobachtet. Die dabei gefundene Anfangsordinate ce dient zur Berechnung des Anteils der radioaktiven Substanzen an dem Spannungsrückgang, also zur Berechnung von dce. Dieser Spannungsrückgang ist, wie die Figur zeigt, eine Funktion der Versuchsdauer, solange nicht sehr große Aspirationsdauern verwendet werden, was bei diesen Versuchen nicht vorkommt. Will man also die Wirkung der Ionen, $abcd$, allein erhalten, so hat man zunächst für die jeweilige Versuchsdauer aus der Ordinate ce den Durchschnittswert der Ordinaten $c_1 e_1$ zu berechnen, in unserem Fall also z. B. $cf = dg$. Da nun $dcfg$ gleich $dced$ ist, so erhält man die gesuchte Ordinate bc als $bf - cf$.

Es ist also aus der am Schlusse einer gewissen Aktivierungszeit auf einem aktivierten Körper vorhandenen Substanzmenge die durchschnittliche während der Aktivierungszeit vorhandene zu berechnen. Dann ist die hiernach erhaltene durchschnittliche Wirkung der radioaktiven Substanzen in Abzug zu bringen von der durchschnittlichen Gesamtwirkung an dem betreffenden Apparat, wenn die durchschnittliche Wirkung der positiven Ionen der Atmosphäre bestimmt werden soll.

Unter Gesamtaktivität soll im folgenden verstanden sein die gesamte Wirkung der während des ganzen Versuchs auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper abgesetzten Substanzen, also in Fig. 1 die Fläche $dced$; unter Schlußaktivität die Wirkung der am Schluß des Versuchs vorhandenen Substanzen, also die Ordinate ce; unter durchschnittlicher Aktivität dementsprechend die Strecke $cf = dg$. Zur exakten Berechnung von cf aus ce müßte die funktionelle Abhängigkeit der Abklingung der radioaktiven Materie in der Atmosphäre von der Zeit, in der sie sich angesammelt hat, vorliegen. Eine mathematische Darstellung dieser Abklingung ist zurzeit noch nicht vorhanden. Es mußte daher der Wert gefunden werden entweder durch graphische Integration der Kurven, die man erhält, wenn man die Abklingung der Substanzen verfolgt, die sich auf einem negativ geladenen Körper in der Atmosphäre niederschlagen, oder es mußte versucht werden, diese Verhältnisse zu reduzieren auf die Verhältnisse, die sich bei Körpern ergeben, welche in einem Gefäß mit Radiumemanation aktiviert sind. Diese Verhältnisse sind innerhalb gewisser Bedingungen mathematisch darstellbar, die betreffende Reduktion ist möglich, wie das Folgende zeigt:

In Fig. 2 sind die ausgezogenen Kurven nach Tab. II, S. 662 der Arbeit von H. W. Schmidt: Über den Zerfall von Radium *A*, *B* und *C*, 2. Mitteilung[1]) gezeichnet. Es sind

1) H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. **21** (4), 609—664, 1906.

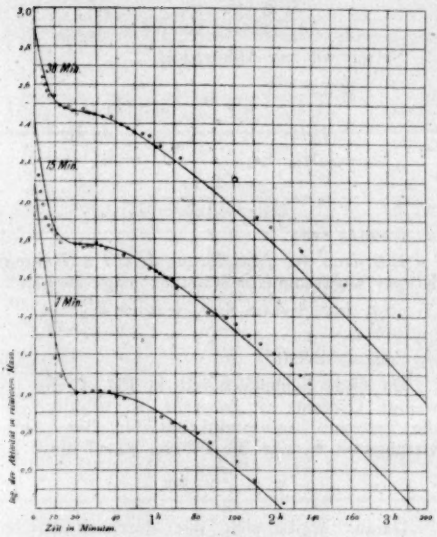


Fig. 2.

Kurven für die Abklingung der radioaktiven Substanzen, die sich auf einem ungeladenen Draht in einem Gefäß mit Radiumemanation absetzen. Wie in der betreffenden Arbeit gezeigt wird, lassen sich die Kurven erklären und berechnen unter der Annahme, daß nur Radium *A* niedergeschlagen wird.[1]) Die Aktivierungszeiten für die 3 Kurven sind 1 Min., 15 Min., 30 Min. Als Abszisse ist eingetragen die Zeit, gerechnet vom Schluß der Aktivierung, als Ordinate der Logarithmus der Aktivität in relativem Maße. Die eingezeichneten Kreise ⊙⊙⊙ sind Werte, die ich bei der Aktivierung von negativ geladenen Drähten (4600 Volt Spannung) in der Atmosphäre erhielt bei den gleichen Aktivierungszeiten.[2]) Zur Übereinstimmung wurden gebracht die Werte zwischen ca. 20 Min. und ca. 30 Min. der Abklingung, so daß also die zusammengehörigen Punkte nicht denselben Anfangswert haben. Die Ähnlichkeit zwischen den theoretischen Kurven für obige Annahmen und der Lage der experimentell gefundenen Werte für radioaktive Substanzen aus der Atmosphäre ist unverkennbar. Die bei den Aspirationsapparaten verwandten Spannungen liegen zudem noch zwischen den hier benutzten 0 Volt und 4600 Volt. Die Abweichungen zeigen einen bestimmten Charakter. Zwischen 0 Min. und 20 Min. liegen die Kreise sämtlich etwas unter der theoretischen Kurve. Das würde darauf hinweisen, daß auf einem negativ geladenen Draht neben der Hauptablagerung von Radium *A* auch eine geringe Ablagerung der langsamer zerfallenden *Ra B* und *Ra C* statthat. Nach Verlauf einer Stunde treten die Kreise alle über die theoretische Kurve und entfernen sich von ihr mit zunehmender Zeit. Hier macht sich die Wirkung des noch weit langsamer zerfallenden Thor *A* (bzw. *Th B* und *Th C*) geltend. Sie tritt um so stärker hervor, je mehr die anfangs weitaus überwiegenden Radioelemente *Ra A*, *Ra B*, *Ra C* verschwinden. Interessant ist, wie die Figur zeigt, daß sich schon bei einer Expositionszeit von 1 Min. in der Atmosphäre die Wirkung des Thors in dieser Weise geltend macht.

Innerhalb der Abklingungszeit von 0 bis 60 Min. ist die Übereinstimmung gut. Bei den Versuchen, für die wir diese Beobachtungen und Berechnungen verwerten wollen, wurde nie über 60 Min. Aktivierungszeit, d. h. hier Versuchszeit hinausgegangen, so daß für die zuerst auftreffenden Teilchen auf keinen Fall eine längere Abklingungszeit als 60 Min. in Betracht kommt. Da sich also innerhalb der ersten 60 Minuten die Abklingung der auf einem negativ geladenen Zerstreuungskörper sich absetzenden Substanzen verhält wie die Abklingung, die diese theoretischen Kurven kennzeichnen, so können wir unsere weiteren Berechnungen gründen auf dieselben Annahmen, die diesen Kurven zugrunde liegen. Man muß sich vergegenwärtigen, daß beispielsweise beim Ebertschen Ionenzähler durchschnittlich 6 Proz. der beobachteten Schlußwirkung für die in Aussicht genommene Berechnung in Betracht kommt. Diese 6 Proz. werden reduziert durch diese Berechnung auf etwa 4 Proz.[1]) der durchschnittlichen Gesamtaktivität. Unterschiede in der Reduktion, die darin beruhen, daß eigentlich bei der Berechnung statt der theoretischen Kurven in Fig. 2 die durch die Kreise dargestellten benutzt werden müßten, liegen innerhalb der Versuchsfehler.

Nach H. W. Schmidt[2]) ist die Ionisation durch die Substanzen, die sich auf einem in Radiumemanation während der Zeit Θ aktivierten ungeladenen Draht absetzen in der Be-

1) Nach einer mündlichen Mitteilung von Herrn W. Schmidt schlägt sich außer *Ra A* auf einem ungeladenen Draht auch etwas *Ra B* und *Ra C* nieder. Doch sind die diesbezüglichen Versuche noch nicht zu Ende geführt. — Die hier durchgeführten Rechnungen würden übrigens durch die etwas geänderten Voraussetzungen nur unwesentlich beeinflußt.

2) Diese Untersuchungen selber sollen in einer späteren Arbeit behandelt werden. Über das bei der Untersuchung verwandte Elektrometer vgl. die Dissertation des Verfassers, Gießen 1907 und Ann. d. Phys. (4), **24**, 890—930, 1907.

1) Vgl. K. Kurz, Dissertation S. 34 und Ann. d. Phys. **24** (4), 914, 1907.

2) H. W. Schmidt, l. c. S. 627 und 661.

obachtungszeit t (Zeit gerechnet vom Schluß der Aktivierung)

$$\begin{aligned}\mathcal{J} &= k_1 A + k_2 B + k_3 C \\ &= k_2 (k'' A + B + k' C).\end{aligned} \tag{1}$$

„Darin sind k_1, k_2, k_3, k'', k' [1]) Proportionalitätsfaktoren, mit denen die Stärke des radioaktiven Prozesses (d. h. die Anzahl der zerfallenden Atome) zu multiplizieren ist, um die radioaktive Wirkung (Ionisation im betreffenden Zerstreuungsgefäß) zu erhalten." k'' wurde von Schmidt bestimmt zu 6,0, k' zu 8,0.[2]) k_2 können wir für unsere Berechnungen als 1 annehmen, ebenso den in die folgenden Formeln (2), (3), (4) eingehenden Proportionalitätsfaktor q, da es sich nur um die Mengenverhältnisse der entstehenden Zerfallsprodukte handelt. A, B, C bedeuten die jeweils zerfallenden Mengen $Ra\,A$, $Ra\,B$, $Ra\,C$ und sind gegeben durch:

$$A = e^{-\lambda_1 t}(1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) \tag{2}$$

$$\begin{aligned}B = {} & \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot e^{-\lambda_1 t}(1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) \\ & + \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot e^{-\lambda_2 t}(1 - e^{-\lambda_2 \Theta}),\end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned}C = {} & \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)} \cdot e^{-\lambda_1 t}(1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) \\ & + \frac{\lambda_3 \lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot e^{-\lambda_2 t}(1 - e^{-\lambda_2 \Theta}) \\ & + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot e^{-\lambda_3 t}(1 - e^{-\lambda_3 \Theta}).\end{aligned} \tag{4}$$

λ_1, λ_2, λ_3 sind die Radioaktivitätskonstanten von $Ra\,A$, $Ra\,B$, $Ra\,C$ und sind von Schmidt nach den letzten vorliegenden Messungen angenommen zu[3]):

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= 3{,}85 \cdot 10^{-3}\ \text{sec}^{-1} \\ \lambda_2 &= 4{,}33 \cdot 10^{-4}\ \text{sec}^{-1} \\ \lambda_3 &= 5{,}93 \cdot 10^{-4}\ \text{sec}^{-1}.\end{aligned} \tag{5}$$

Setzen wir in den Gleichungen (2) bis (4) $t = 0$ (Beobachtungszeit = Zeit seit Schluß der Aktivierung = 0), so gibt Gleichung (6) die Größe der Ionisation an, die von den angesammelten radioaktiven Substanzen am Schlusse der Aktivierungszeit Θ verursacht würde:

$$\begin{aligned}\mathcal{J}_1 = {} & k''\left[1 - e^{-\lambda_1 \Theta}\right] + \left[\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}(1 - e^{-\lambda_1 \Theta})\right. \\ & \left. + \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2}(1 - e^{-\lambda_2 \Theta})\right] \\ & + k'\left[\frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)}(1 - e^{-\lambda_1 \Theta})\right. \\ & \left. + \frac{\lambda_3 \lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_1)}(1 - e^{-\lambda_2 \Theta})\right. \\ & \left. + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)}(1 - e^{-\lambda_3 \Theta})\right].\end{aligned} \tag{6}$$

Setzen wir zur Abkürzung

$$a_1 = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1},\quad a_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2}, \tag{7}$$

$$a_3 = \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)},\quad a_4 = \frac{\lambda_3 \lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_1)},$$

$$a_5 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)},$$

so erhalten wir:

Die nach der Aktivierungszeit Θ auf einem Körper angesammelte Substanzmenge ist gleich $\mathcal{J}_1 = [a_1 + a_2 + k'(a_3 + a_4 + a_5) + k''] - e^{-\lambda_1 \Theta}(a_1 + k' a_3 + k'') - e^{-\lambda_2 \Theta}(a_2 + k' a_4) - e^{-\lambda_3 \Theta} k' a_5$ = Schlußaktivität. (8)

Da diese Schlußaktivität in Fig. 1 die jeweilige Ordinate ce darstellt, so erhält man die gesuchte Gesamtaktivität für die Aktivierungszeit Θ, also die Fläche $dced$ als

$$\mathcal{J}_2 = \int_0^\Theta \mathcal{J}_1\, d\Theta. \tag{9}$$

Daraus ergibt sich die durchschnittliche Aktivität in der Zeit Θ, die Strecke cf, zu

$$\mathcal{J}_3 = \frac{\mathcal{J}_2}{\Theta} = \frac{\int_0^\Theta \mathcal{J}_1\, d\Theta}{\Theta}. \tag{10}$$

Wir erhalten also als Gesamtaktivität:

$$\begin{aligned}\mathcal{J}_2 = \int_0^\Theta \mathcal{J}_1\, d\Theta = {} & \Theta[a_1 + a_2 + k'(a_3 + a_4 + a_5) + k''] \\ & - (a_1 + k' a_3 + k'') \int_0^\Theta e^{-\lambda_1 \Theta}\, d\Theta \\ & - (a_2 + k' a_4) \int_0^\Theta e^{-\lambda_2 \Theta}\, d\Theta - k' a_5 \int_0^\Theta e^{-\lambda_3 \Theta}\, d\Theta,\end{aligned} \tag{11}$$

als durchschnittliche Aktivität:

$$\begin{aligned}\mathcal{J}_3 = \frac{\mathcal{J}_2}{\Theta} = {} & m - \frac{n}{\Theta}(1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) \frac{o}{\Theta}(1 - e^{-\lambda_2 \Theta}) \\ & - \frac{p}{\Theta}(1 - e^{-\lambda_3 \Theta}),\end{aligned} \tag{12}$$

wenn

$$\begin{aligned}m &= a_1 + a_2 + k'(a_3 + a_4 + a_5) + k'', \\ n &= \frac{a_1 + k' a_3 + k''}{\lambda_1}, \\ o &= \frac{a_2 + k' a_4}{\lambda_2},\quad p = \frac{k' a_5}{\lambda_3}\end{aligned} \tag{13}$$

Konstanten sind. Für $\Theta = \infty$ wird $\mathcal{J}_3 = \mathcal{J}_1$.

In Tabelle 1 finden sich die für verschiedene Θ berechneten Werte von $\mathcal{J}_1$ und $\mathcal{J}_3$ in Spalte 2 und 3. Spalte 4 gibt das Verhältnis von $\mathcal{J}_3$ zu $\mathcal{J}_1$ in Prozenten. Ist also für eine bestimmte Versuchsdauer (= Θ = Aktivierungsdauer) z. B. beim Ebertschen Apparat, die am

1) H. W. Schmidt, l. c. S. 627.
2) H. W. Schmidt, l. c. S. 661.
3) H. W. Schmidt, l. c. S. 628.

Tabelle 1.

1	2	3	4	5
Zeit θ = Aktivierungsdauer in Min.	Schlußaktivität $\mathcal{J}_1$	Durchschnittliche Aktivität $\mathcal{J}_3$	Verhältnis der durchschnittl. Aktivität zur Schlußaktivität in Proz. $\mathcal{J}_3/\mathcal{J}_1$	Graphische Integration %
1	1,20	$0{,}58_4$	48,6	50,0
5	4,18	2,52	60,2	60,0
8	5,19	3,29	65,1	66,3
12	$5{,}92_9$	4,10	69,0	70,4
16	$6{,}54_9$	$4{,}65_5$	71,0	$73{,}2_5$
25	7,48	$5{,}50_7$	73,6	74,0
30	7,96	$5{,}87_8$	$73{,}8_5$	74,0
35	$8{,}47_8$	6,28	74,0	73,0
40	9,00	$6{,}44_5$	71,5	$72{,}2_5$
45	9,45	$6{,}76_7$	71,5	71,6
50	9,91	$7{,}07_6$	$71{,}2_5$	$70{,}8_5$
55	10,36	7,33	$70{,}9_5$	70,5
60	10,75	7,61	70,9	70,3
70	11,53	$8{,}14_6$	70,8	
80	12,15	8,53	70,1	
90	12,71	$8{,}96_9$	70,6	
100	$13{,}16_5$	$9{,}38_8$	71,1	
120	13,83	10,08	72,3	
150	14,43	$10{,}91_5$	75,5	
180	14,72	$11{,}51_3$	78,8	
200	$14{,}83_5$	$11{,}84_9$	80,0	
250	14,95	$12{,}46_5$	83,4	
300	$14{,}98_7$	12,88	86,0	
400	14.99^6	13,41	89,4	
500	15,00	$13{,}72_8$	91,1	
720	15,00	14,12	93,5	

Schluß vorhandene Wirkung der radioaktiven Substanzen festgestellt (Spalte 2), so gibt Spalte 4 an, wieviel Prozent hiervon als durchschnittliche Aktivität während des ganzen Versuchs gerechnet werden müssen, d. h. wie groß die tatsächlich anzubringende Korrektion ist. Spalte 2 und 3 sind in Fig. 3 eingetragen. Abszisse ist die Aktivierungszeit, also die Versuchsdauer, Ordinate ist die Aktivität. Das verschiedene Anwachsen der Schlußaktivität und der durchschnittlichen Aktivität erklärt

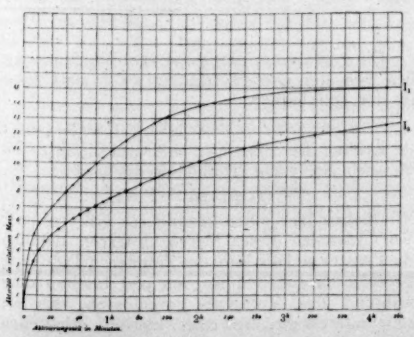


Fig. 3.

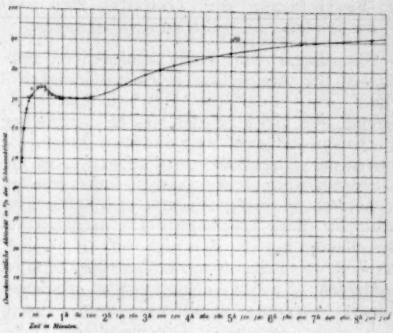


Fig. 4.

sich aus dem eigentümlichen Verlauf der Abklingungskurven für kleine θ (vgl. Fig. 2). Spalte 4 von Tab. 1 ist in Fig. 4 dargestellt. Abszisse ist wieder die Aktivierungszeit = Versuchsdauer, Ordinate das Verhältnis $\mathcal{J}_3 : \mathcal{J}_1$ in Prozenten. Sehr eigentümlich ist das Verhalten der Kurve von $\theta = 25$ Min. bis $\theta = 80$ Min. Bis zu $\theta = 25'$ ein steiler Anstieg, dann eine Umkehr und ein Fallen bis $\theta = 85$ Min., dann wieder ein langsames Steigen, wobei sich die Kurve asymptotisch dem Grenzwert (100 nähert. Die Erklärung ist natürlich die gleiche wie für das verschiedene Anwachsen von $\mathcal{J}_1$ und $\mathcal{J}_3$. Aus dieser Kurve läßt sich nun für eine beliebige Versuchsdauer ablesen, wieviel Prozent der am Schluß des Versuchs konstatierten Aktivität der radioaktiven Substanzen in Abrechnung zu bringen sind von der gemeinsamen Wirkung der Ionen und der radioaktiven Substanzen, wenn die Wirkung der Ionen allein erhalten werden soll. Handelt es sich nun um eine Berechnung der Menge der abgefangenen radioaktiven Substanzen, so gibt die Figur an, wieviel Prozent der am Schluß des Versuchs vorhandenen Menge als durchschnittlich wirksame Menge zu rechnen sind. Berechnet man deren Wirkung pro Zeiteinheit und multipliziert mit der Aspirationszeit, so erhält man die Gesamtwirkung der dem durchgesaugten Luftstrom entzogenen Substanzen, damit also bei Kenntnis der Fördermenge des Apparates ein Maß für die Menge der in einem bestimmten Luftvolumen vorhandenen Substanzen.

Die in Fig. 4 eingezeichneten Kreise sind einige Werte, die auf dem zweiten möglichen Weg, dem einer graphischen Integration, gewonnen werden. Auf die Resultate dieser Durchrechnung soll hier nicht eingegangen werden.

II. Bestimmung des Gehaltes der Luft an festen radioaktiven Substanzen.

Da einmal den festen radioaktiven Substanzen der Atmosphäre in einem elektrischen Felde eine spezifische Geschwindigkeit zukommt, die gleich ist der ein- bis zehnfachen der Geschwindigkeit der positiven Ionen, da weiter der Ebertsche Aspirationsapparat mit Sättigungsstrom für die positiven Ionen arbeitet, so herrscht in diesem Apparat auch Sättigungsstrom für diese Substanzen. Die nachfolgende Berechnung bezieht sich nur auf den Gehalt der Luft an solchen festen radioaktiven Zerfallsprodukten, die sich einem negativ geladenen Körper gegenüber verhalten wie positive Ionen, d. h. deren spezifische Geschwindigkeit mindestens gleich der der positiven Ionen der Atmosphäre ist. Gemessen wird der Gehalt durch die Wirksamkeit, d. h. durch den Sättigungsstrom, den die Substanzen pro cbm Luft zu unterhalten vermögen.

Wie in der Dissertation des Verf. gezeigt worden ist, war es nötig, die Abklingung der während der Aspiration auf dem Zerstreuungskörper des Ebertschen Apparates angesammelten radioaktiven Substanzen in einem Hilfselektrometer mit kleinerer Kapazität zu verfolgen. Es wurde daher der Zerstreuungskörper des Aspirationsapparates mit einer in mehrere Teile zerlegten Metallhülle versehen, auf die sich die radioaktiven Stoffe bei der Aspiration absetzten; diese Metallhülle wurde dann in geeigneter Weise im Hilfselektrometer untersucht.

Ist V die Spannungsabnahme im Hilfselektrometer in Volt/sec, die die Substanzen im Augenblick des Aufhörens der Aspiration bewirken,
C die Kapazität des Elektrometers,
L das Luftvolumen in cbm, dem die angesammelten Substanzen enstammen,
f der Faktor, durch den man von der am Schlusse des Versuchs vorhandenen Substanzmenge auf die gesamte während der Aspirationszeit abgeschiedene Menge kommt, so ist der Sättigungsstrom i, den die Substanzen zu unterhalten vermögen, nachdem sie auf einem Körper niedergeschlagen sind,

$$i = \frac{V \cdot C \cdot f}{300 \cdot L}.$$ [1])

Werden solche aktive Substanzen auf einem Metall niedergeschlagen, so kommen für die Ionisation der Luft nur noch die Hälfte der von den Substanzen ausgehenden Strahlen in Betracht, nämlich die nach außen in die Luft eindringenden Strahlen. Die nach innen, in die Unterlage eindringenden Strahlen sind für die Messung verloren, da sie nicht ionisierend wirken. Diesen Fall haben wir bei unserer Versuchsanordnung. Die Substanzen schlagen sich auf dem Zerstreuungskörper bzw. den darüber gestülpten Aluminiumzylindern nieder. Die Luft im Apparat wird nur durch die nach außen gehende Strahlung ionisiert, also durch 50 Proz. der Gesamtstrahlung; die nach innen gehenden 50 Proz. der Gesamtstrahlung werden vom Metall absorbiert. Wollen wir demnach den Sättigungsstrom berechnen, den die in freier Luft vorhandenen radioaktiven Substanzen in dieser zu unterhalten vermöchten, so haben wir den im Zerstreuungsraum gefundenen Sättigungsstrom mit 2 zu multiplizieren. Wir erhalten so

$$\mathcal{J} = 2\,i = 2\,\frac{V \cdot C \cdot f}{300 \cdot L}.$$

Der Faktor f ist aus Fig. 4 und der Aspirationszeit zu berechnen.

In Tabelle 2 finden sich für dieselben Versuche, die Tabelle 9 der Dissertation geliefert haben, die Resultate der in obiger Weise berechneten Sättigungsströme für die radioaktiven Substanzen zusammengestellt.

Tabelle 2.

1	2	3	4	5
Nr.	Aspirationsdauer in Minuten	Luftvolumen in cbm	Schlußzerstreuung in Volt/sec	$\mathcal{J}$ = Sättigungsstrom i. d. Atmosphäre in E.S.E.
1	17	1,53	$1{,}10 \cdot 10^{-3}$	$8{,}40 \cdot 10^{-5}$
2	60	5,39	$1{,}55 \cdot 10^{-3}$	$7{,}10 \cdot 10^{-5}$
3	60	5,39	$1{,}32 \cdot 10^{-3}$	$6{,}04 \cdot 10^{-5}$
4	60	5,39	$1{,}36 \cdot 10^{-3}$	$6{,}24 \cdot 10^{-5}$
5	60	5,39	$1{,}16 \cdot 10^{-3}$	$5{,}32 \cdot 10^{-5}$
6	50	4,49	$1{,}32 \cdot 10^{-3}$	$6{,}60 \cdot 10^{-5}$
7	17	1,53	$2{,}80 \cdot 10^{-3}$	$[21{,}40 \cdot 10^{-5}]$
8	34	3,06	$1{,}40 \cdot 10^{-3}$	$8{,}36 \cdot 10^{-5}$
9	25	2,29	$1{,}08 \cdot 10^{-3}$	$7{,}22 \cdot 10^{-5}$
10	60	5,39	$2{,}00 \cdot 10^{-3}$	$9{,}16 \cdot 10^{-5}$
			Mittel:	$7{,}16 \cdot 10^{-5}$

Die gemessenen Sättigungsströme sind sämtlich von der Größenordnung 10^{-5} und zwar ist der Durchschnitt

$$\mathcal{J} = 7{,}16 \cdot 10^{-5} \cdot \text{E.S.E. pro cbm.}$$

Bei der Berechnung des Durchschnittes ist Versuch Nr. 7 der Tabelle weggelassen:

$$\mathcal{J} = 21{,}40 \cdot 10^{-5} \cdot \text{E.S.E.}$$

Wir haben hier einen besonderen Fall vor uns: Vor Anstellen dieses Versuchs waren nämlich die Fenster und die Türe des Zimmers 3 Tage lang geschlossen gehalten worden und blieben auch während des Versuchs geschlossen. Es ist sehr interessant, an dem hierbei erhaltenen Werte die Anreicherung der radioaktiven Sub-

1) Vernachlässigt ist hierbei der Bruchteil der Strahlen, der durch die Wände des Zerstreuungsgefäßes absorbiert wird.

stanzen in geschlossenen Räumen zu sehen. Der Wert ist fast das Dreifache des erhaltenen Durchschnittswertes.

Die in der Luft vorhandenen festen radioaktiven Substanzen, denen eine spezifische Geschwindigkeit mindestens gleich der der positiven Ionen zukommt, und die sich einem elektrischen Felde gegenüber verhalten wie die positiven Ionen, sind also gleich zu setzen einem Sättigungsstrom von

$$7{,}16 \cdot 10^{-5} \text{ E.S.E. pro cbm.}$$

Vor einiger Zeit ist von K. W. Fritz Kohlrausch[1]) für die „Radiuminduktion der atmosphärischen Luft" ein Wert

$$0{,}5 \cdot 10^{-5} \text{ E.S.E.}$$

gefunden worden. Dieser Wert steht nur scheinbar in Widerspruch mit dem von mir gefundenen Werte

$$7{,}16 \cdot 10^{-5} \text{ E.S.E.},$$

wie sich aus Folgendem ergibt:

Die von Kohlrausch benutzte Methode ist auch eine Aspirationsmethode, der Apparat im wesentlichen ein Ebertscher Ionenzähler mit bedeutend erhöhter Fördermenge. Der Apparat arbeitet mit Sättigungsstrom. Es gelten für ihn also auch die S. 179 angestellten Überlegungen über die absolute Bestimmung des Gehaltes der Luft an festen radioaktiven Substanzen mit einem Aspirationsapparat. Kohlrausch geht von der Annahme aus, daß es sich bei diesen Niederschlägen hauptsächlich um Niederschlag von *Ra C* handelt, und daß die Abklingung von *Ra B* zu vernachlässigen sei. Fig. 2 zeigt, daß diese Annahmen nicht angängig sind, es wird im wesentlichen *Ra A* niedergeschlagen. Das nach einiger Zeit auch vorhandene *Ra C* hat sich zum großen Teil aus diesem niedergeschlagenen *Ra A* gebildet. Bei der Berechnung wird eine Abklingungskonstante verwandt. Es wird „$\lambda = 4{,}1 \cdot 10^{-4}$, also gleich der Abklingungskonstante von *Ra C* gesetzt und *Ra B* vernachlässigt".[2]) Unter dieser Annahme müßte aber, wie von Lerch[3]) gezeigt hat, $\lambda = 5{,}93 \cdot 10^{-4}$ sec^{-1} gesetzt werden, da *Ra C* mit einer Halbwertszeit von 19,5 Min. und nicht von 28 Min. abklingt. (28 Min. Halbwertszeit entspricht einem $\lambda = 4{,}41 \cdot 10^{-4}$.)

Der gesuchte Sättigungsstrom wird von Kohlrausch in folgender Weise berechnet: „Ist ε der den Induktionsträgern in einem cbm Luft zuzuschreibende Sättigungsstrom, Φ die Fördermenge in cbm pro Sekunde, und λ die Abklingungskonstante der Induktion, so ist zu Ende der Aspirationszeit t_1 auf der Elektrode die Induktionsmenge

$$M_1 = \varepsilon \Phi \int_0^{t_1} e^{-\lambda (t_1 - x)} dx = \frac{\varepsilon \Phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1})."$$

Wie diese Menge M_1 ohne die hier gemachte vereinfachende Annahme einer einzigen Abklingungskonstanten zu berechnen wäre, ist oben ausgeführt worden. (Siehe S. 177—181.) M_1 würde der dort als Schlußaktivität bezeichneten Größe entsprechen.

In dem Ausdruck

$$M_1 = \frac{\varepsilon \Phi}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t_1})$$

ist Φ eine Apparatkonstante; setzen wir sie gleich 1 und λ_1 statt λ, so erhalten wir:

$$\varepsilon = M_1 \cdot \frac{\lambda_1}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}},$$

d. h. $\frac{\lambda_1}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}}$ ist der Faktor, mit dem die am Schluß vorhandene Induktionsmenge multipliziert werden muß, wenn der gesuchte Sättigungsstrom erhalten werden soll. Da man allgemein die gesamte abgesetzte Menge dieser Substanzen erhalten kann durch Multiplikation der in der Zeiteinheit abgesetzten Menge mit der Aspirationszeit, so gilt folgende Überlegung: Für die von Kohlrausch angewandte Aspirationsdauer von 30 Min., d. h. für $t = 1800$ wird der Faktor:

$$\frac{\lambda_1}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} = \frac{4{,}1 \cdot 10^{-4}}{1 - e^{-4{,}1 \cdot 10^{-4} \cdot 1800}}.$$

Für eine Aspirationsdauer von 1 Min. würde dieser Faktor werden

$$\frac{\lambda_1}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} = \frac{4{,}1 \cdot 10^{-4}}{1 - e^{-4{,}1 \cdot 10^{-4} \cdot 60}}.$$

Die nach 30 Minuten angesammelte Induktionsmenge würde sich hiernach zu der nach 1 Minute angesammelten verhalten wie

$$\frac{1 - e^{-4{,}1 \cdot 10^{-4} \cdot 1800}}{1 - e^{-4{,}1 \cdot 10^{-4} \cdot 60}} = \frac{21{,}50}{1}.$$

Nach Tab. 1 und Fig. 3 ist dies Verhältnis jedoch für feste radioaktive Zerfallsprodukte aus der Atmosphäre $\frac{6{,}63}{1}$. Der von Kohlrausch zur Berechnung von M_1 benutzte Faktor $\frac{1 - e^{-\lambda_1 t_1}}{\lambda_1}$ wird demnach $\frac{21{,}50}{6{,}63} = 3{,}25$ mal zu groß.

Für die am Schluß der Aspiration vorhandene Induktionsmenge nimmt Kohlrausch dann an, daß sie mit einer Halbwertszeit von 28 Min. abklinge. Der dadurch in die Rechnung eingehende Faktor ist

$$\frac{1 - e^{-\lambda_2 t_2}}{\lambda_2},$$

1) K. W. Fritz Kohlrausch, Wien. Ber. **115**, (IIa) 1263—1268, 1906.
2) K. W. Fritz Kohlrausch, l. c. S. 1265.
3) F. von Lerch, Wien. Ber. **115**, (IIa) 197. 1906. Ann. d. Phys. **20**, 345, 1906.

(wo hier gleich λ_2 für λ gesetzt ist). Nach einer Aspirationszeit = Expositionszeit von 30 Min. klingt dagegen, wie Fig. 2 zeigt, solche radioaktive Substanz zunächst bereits innerhalb 6 Min. auf die Hälfte des Anfangswertes ab. Die Beobachtung hat sicherlich innerhalb der ersten Minuten nach Schluß der Aspiration stattgefunden wegen des raschen Zerfalls der Substanzen. Als λ_2 ist daher zu setzen

$$\lambda'_2 = 19{,}1 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{sec}^{-1} \text{ statt } \lambda_2 = 4{,}1 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{sec}^{-1}.$$

Nimmt man als Beobachtungszeit $t = 6$ Min., so verhält sich

$$\frac{\dfrac{1 - e^{-\lambda_2 \cdot 360}}{\lambda_2}}{\dfrac{1 - e^{-\lambda'_2 \cdot 360}}{\lambda'_2}} = \frac{(1 - e^{-0{,}148}) \cdot 19{,}1}{(1 - e^{-0{,}688}) \cdot 4{,}1} = \frac{1{,}29}{1}.$$

Der in die Rechnung eingehende Faktor $\dfrac{1 - e^{-\lambda_2 t_2}}{\lambda_2}$ wird also 1,29 mal zu groß.

Der gesuchte Sättigungsstrom wird bei Kohlrausch gefunden als:

$$\varepsilon = \frac{C \cdot V}{300 \cdot \Phi} \cdot \frac{\lambda_1}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} \cdot \frac{\lambda_2}{1 - e^{-\lambda_2 t_2}}.$$

Wegen der beiden letzten Faktoren erhält also Kohlrausch nur den $3{,}25 \cdot 1{,}29 = 4{,}2$ten Teil des gesuchten Resultats. Ferner ist der Umstand unberücksichtigt geblieben, daß nach dem Auftreffen der Substanzen auf dem Zerstreuungskörper nur noch die Hälfte der ausgehenden Strahlen ionisierend wirksam sind (vgl. die Überlegungen S. 182). Soll also der bestimmte Sättigungsstrom dem in freier Luft möglichen gleichgesetzt werden, so geht noch der Faktor 2 ein. Das von Kohlrausch gefundene Resultat für den Sättigungsstrom

$$\varepsilon = 0{,}5 \cdot 10^{-5}\ \text{E.S.E.}$$

ist also auf

$$2 \cdot 4{,}2 \cdot 0{,}5 \cdot 10^{-5} = 4{,}2 \cdot 10^{-5}\ \text{E.S.E.}$$

zu berichtigen. Dieser Wert stimmt nun augenscheinlich mit dem von mir S. 182 gefundenen Wert von

$$\varepsilon = \mathcal{J} = 7{,}1_6 \cdot 10^{-5}\ \text{E.S.E.}$$

recht gut überein. Es ist nicht zu vergessen, daß es sich in beiden Fällen um Mittelwerte aus einer Reihe von Beobachtungen handelt, die beispielsweise bei Kohlrausch um den ein- bis zehnfachen Wert schwanken. Außerdem sprechen hier natürlich lokale Verschiedenheiten mit, so daß lediglich die Übereinstimmung der Größenordnung maßgebend ist.

Auf einige Bedenken, die von Kohlrausch[1]) vor kurzem geäußert worden sind, gehe ich in einer besonderen Arbeit in einer der nächsten Nummern dieser Zeitschrift ein.

München, Physikal. Institut der Techn. Hochschule. Januar 1908.

(Eingegangen 16. Januar 1908.)

1) Vgl. K. W. F. Kohlrausch, diese Zeitschr. **8**, 56—658, 1907.

Über die Aktivierung der zentralen Elektrode eines zylindrischen Gefäßes in Radiumemanation.

Vorläufige Mitteilung.

Von Heinrich Willy Schmidt.

Ein in Radiumemanation befindlicher Draht wird radioaktiv, und zwar besonders stark, wenn er negativ geladen ist. Bei positiver Ladung wird der Draht nur schwach aktiv.

Wir erklären die Erscheinung dadurch, daß die sich aus der Emanation bildenden Restatome (*Ra A*) bei ihrer Entstehung oder kurz nachher positiv geladen sind und deshalb unter der Wirkung des elektrischen Feldes zur Kathode geführt werden. Die aktiven Teilchen verhalten sich hier also genau so, wie positive Ionen, d. h. sie „wandern" unter der Wirkung des elektrischen Feldes. Es fragt sich nun, welche spezifische Geschwindigkeit ihnen zukommt und wie sie durch Wiedervereinigung mit negativen Ionen elektrisch neutralisiert werden können.

Um dieses Verhalten zu prüfen, schlug mir Herr Professor Rutherford vor, die Sättigungsstromkurve in einem zylindrischen Gefäße aufzunehmen und gleichzeitig die Menge der aktiven Materie, die sich auf der zentralen Elektrode niederschlägt, in ihrer Abhängigkeit von der benutzten Spannung zu messen. Hatten die gewonnenen Kurven gleichen oder ähnlichen Charakter, so konnte man daraus schließen, daß sich die aktive Materie geradeso oder ähnlich verhielt wie positive Ionen.

Die Schaltungsvorrichtung zur Aufnahme der Sättigungskurve geht aus Fig. 1 hervor. Die innere Elektrode des Zerstreuungsgefäßes Z ist unter Zwischenschaltung eines Doppelunterbrechers K_1, K_2, mit dem einen Paar eines Dolezalek-Elektrometers verbunden, während an den äußeren Mantel von Z eine positive Spannung angelegt wird. Das eben erwähnte Quadrantenpaar steht außerdem in Verbindung mit der einen Elektrode eines Bronsonwiderstandes[1]) B, dessen 2. Elektrode zum negativen Pol einer geerdeten Akkumulatorenbatterie führt. Durch den Bronsonwiderstand wird negative, durch das Zerstreuungsgefäß positive Elektrizität zum Elektrometer über-

1) Vgl. E. Rutherford, Radioactivity, 2. ed., S. 104, 1905.

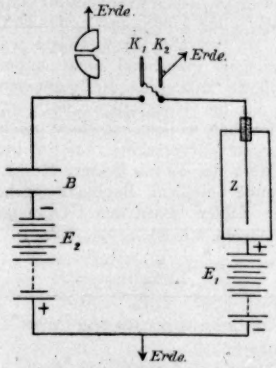


Fig. 1.

fließen. Richtet man es durch geeignete Variation der Spannung bei E_2 ein, daß die Elektrometernadel in Ruhe bleibt, so kann man aus dem bekannten Widerstand von B den durch B bzw. durch Z fließenden Strom berechnen.

Der Bronsonwiderstand war von Herrn Bronson selbst angefertigt und geeicht und mir von Professor Rutherford zu dem Versuche überlassen worden. Seine Einrichtung ist aus Fig. 2 zu erkennen. Nach Angabe von

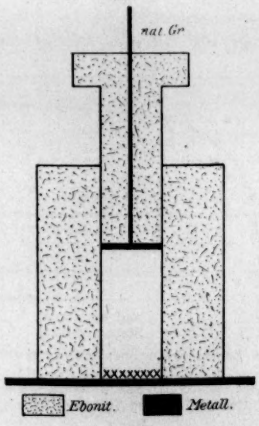


Fig. 2.

Herrn Bronson sollte die mit Radium bedeckte untere Platte stets negativ geladen werden.

Das Zerstreuungsgefäß ist in Fig. 3 abgebildet. Es kommunizierte durch ein Glasrohr mit einem Fläschchen, in dem sich eine schwache Radiumlösung befand. Die zentrale Elektrode war eine Messingröhre, deren unterer Teil geschlitzt war und federnd einen 2 mm starken und 6 cm langen Messingdraht aufnahm. Die Röhre paßte gut in den isolierenden Hartgummipfropfen und ragte 6,5 cm in den Innenraum hinein. Da die Röhre oben mit einem Wulst versehen war, dessen untere Fläche mit etwas Klebwachs bestrichen wurde, konnte eine eigentliche Diffusion der Emanation in den Außenraum nicht stattfinden. Die Schwankungen im Emanationsgehalt waren einige Wochen nach der Füllung sehr gering und der Hauptsache nach auf Veränderungen des Barometerstandes zurückzuführen.

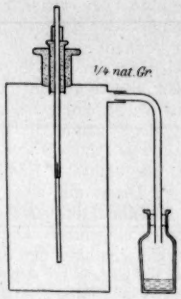


Fig. 3.

Die Aufnahme der Sättigungsstromkurve bot keine Schwierigkeiten. Da die Spannung der am Bronsonwiderstand liegenden Akkumulatorenbatterie nur sprungweise von 2 zu 2 Volt verändert werden konnte, wurde nicht auf 0-Stellung, sondern Minimalstellung der Elektrometernadel eingestellt. Natürlich wurde der Ausschlag bei der Stromberechnung in Rücksicht gezogen. Ganz ruhig stand die Nadel nie. Das ist nicht zu verwundern, da sich bei jeder Kompensationsmethode mit α-Strahlen die Schwankungen der radioaktiven Strahlung bemerkbar machen werden.[1]) Die Empfindlichkeit des Elektrometers — benutzt wurde ein Aufhängedraht aus Kupferbronze — war 15 cm pro Volt bei einem Skalenabstand von 1,2 m, also relativ gering, aber für meine Untersuchungen völlig ausreichend.

Schwieriger war die Messung der Stärke der Aktivierung, da es auf eine Genauigkeit von ungefähr 3 Proz. für jeden zu bestimmenden Punkt ankam. Es zeigte sich nämlich, daß Sättigungs- und Aktivierungskurve sehr ähnlich waren und daß man beide Kurven recht genau

1) E. v. Schweidler, Lütticher Kongreß 1905.

bestimmen mußte, um wirklich eine völlige Übereinstimmung oder ein geringes Abweichen behaupten zu können.

Die Aktivierung der Messingdrähte wurde folgendermaßen vorgenommen. An das Zerstreuungsgefäß wurde einige Zeitlang eine hohe Spannung angelegt, damit die Luft von der festen radioaktiven Materie gereinigt wurde. Dann wurde die zentrale Elektrode herausgenommen, der Draht mit einem frisch abgeschmirgelten Messingdraht vertauscht, und die Elektrode wieder eingeführt. Diese Handgriffe nahmen samt Umschaltung der Spannung vielleicht 10—15 Sekunden in Anspruch. Dann verblieb der Draht 5 Minuten lang im Emanationsgefäß, wurde herausgenommen und als zentrale Elektrode in das Zerstreuungsgefäß eines vom Verf. früher beschriebenen Blattelektrometers eingesetzt.[1]) Entweder wurde die ganze Abklingungskurve aufgenommen oder, und zwar in den meisten Fällen, nur die Aktivität in der Zeit von 25—35 Minuten nach Schluß der Aktivierung gemessen. In dieser Zeit ist ja bekanntlich die Aktivität eines 5′ lang aktivierten Körpers so gut wie konstant und deshalb mit großer Genauigkeit zu bestimmen.

Es zeigte sich, daß 2 unter scheinbar ganz gleichen Verhältnissen aktivierte Drähte Abweichungen bis zu 10 Proz. in der Stärke der Aktivierung aufwiesen. Diese Abweichungen rühren zu einem kleinen Teil wohl von den Fehlern bei der Abgrenzung der Aktivierungszeit, zum großen Teil wohl aber daher, daß bei dem Herausnehmen und Einsetzen des Drahtes aktive Materie abgestreift werden konnte. (Um das nach Möglichkeit zu vermeiden, wurden die Drähte übrigens nie direkt mit den Fingern, sondern stets unter Zwischenschaltung eines Papierblättchens angefaßt.)

Wegen dieser Unsicherheit in der Bestimmung der Aktivierungsstärke wurde davon abgesehen, bei möglichst viel verschiedenen Spannungen die Versuche durchzuführen. Vielmehr beschränkte ich mich auf die Benutzung weniger Spannungen, suchte aber bei diesen die Aktivierung mit möglichster Genauigkeit zu erhalten.

Um deshalb einen bestimmten Punkt der Aktivierungskurve festzulegen, wurden stets 4—6 Drähte bei der gewünschten und ebensoviel bei der benutzten Maximalspannung (—440 Volt) aktiviert. Das Aktivieren geschah bei den verschiedenen Spannungen wechselweise, so daß man eventuelle Änderungen im Emanationsgehalt des Gefäßes hätte merken müssen.

Diese Änderungen waren, wie gleichzeitig durchgeführte Sättigungsstrommessungen bewiesen, während eines Beobachtungssatzes trotz der wiederholten Einführung neuer Drähte sehr gering. An verschiedenen Tagen waren die Schwankungen manchmal nicht unbedeutend. — Ich hatte anfänglich die gemessene Aktivierung auf die jedesmalige Sättigungsstromstärke beziehen wollen, entschied mich jedoch nach einigen Vorversuchen auf die hier angewandte Methode, die mir bessere Resultate gab.

Folgende meinem Beobachtungsheft entnommene Zahlen lassen den Genauigkeitsgrad der Messungen erkennen (vgl. Tab. 1).

Tabelle 1.

Spannung	Aktivität in relativem Maß					Mittel	Prozentuale Aktivität
—30 Volt	3,71	3,48	3,52	3,70	3,52	3,58	52,7
—440 „	6,73	6,73	6,90	6,88	6,70	6,79	100
—60 „	4,70	4,80	4,76	4,74		4,75	73,3
—440 „	6,58	6,46	6,20	6,58		6,46	100
—200 „	6,33	5,98	5,73	5,93		5,99	92,4
—440 „	6,50	6,48	6,53			6,50	100

Tabelle 2.

Spannung	Strom	Aktivierung
0 Volt	0	11,0
—10 „	31,9	27,0
—20 „	54,4	39,3
—30 „	67,6	52,7
—40 „	74,8	66,3
—60 „	82,6	73,3
—80 „	87,0	82,0
—200 „	95,6	92,4
—440 „	100	100

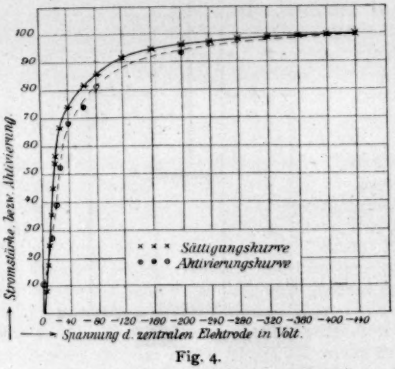


Fig. 4.

In Tab. 2 und Fig. 4 sind die gefundenen Resultate zusammengestellt.[1]) Wir ersehen daraus,

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 561, 1905.

1) Der in relativem Maß angegebene Strom 100 entspricht einer Stromstärke von $2{,}24 \cdot 10^{-10}$ Ampere.

daß beide Kurven sehr ähnlich sind, aber nicht zur völligen Deckung gebracht werden können. Die Ähnlichkeit der beiden Kurven spricht dafür, daß sich die positiv geladenen aktiven Teilchen qualitativ wie positive Ionen verhalten; die Verschiedenheit, daß quantitative Unterschiede bestehen. Spezifische Geschwindigkeit und Wiedervereinigungsvermögen der festen aktiven Materie ist also von derselben Größenordnung wie bei Ionen.

Aus diesem Verhalten müssen wir schließen, daß ein aktives Teilchen nur eine verhältnismäßig kurze Zeitlang positiv geladen ist. Ob es nach der Neutralisierung ungeladen bleibt, ist aus diesen Versuchen nicht zu entscheiden. Aber es kann sich, wenn das überhaupt der Fall ist, nur ein verhältnismäßig kleiner Teil der Teilchen negativ laden. Denn ein auf geringes positives Potential von 2—6 Volt geladener Draht wurde ungefähr geradeso stark aktiv, wie ein ungeladener Draht (ca. 10 Proz. der Maximalaktivität); wurde er auf +440 Volt aufgeladen, so wurde die Aktivität noch geringer (ca. 2 Proz. der Maximalaktivität). Ob diese Aktivität daher rührt, daß wirklich einige aktive Teilchen negativ geladen sind oder daß sie bei ihrer Entstehung infolge einer großen Anfangsgeschwindigkeit sich trotz positiver Ladung gegen die elektrischen Kräfte bewegen, ist eine offene Frage. Die letztere Erklärung scheint plausibler zu sein.

Die Versuche über die spezifische Geschwindigkeit und das Wiedervereinigungsvermögen der aktiven Materie werden dadurch

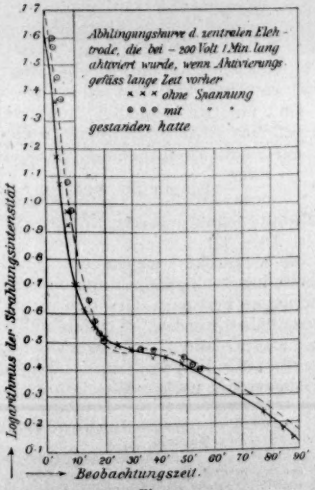


Fig. 5.

außerordentlich erschwert, daß das erste Zerfallsprodukt der Radiumemanation, *Ra A*, eine sehr kurze Lebensdauer besitzt und sich sehr schnell in ein neues aktives Element, *Ra B*, verwandelt. Auch *Ra B* ist ziemlich kurzlebig und zerfällt dann in *Ra C*. In emanationshaltiger Luft wird sich also stets neben *Ra A* auch *Ra B* und *Ra C* befinden. Daß diese beiden Radioelemente sich direkt aus der Luft auf dem geladenen Drahte niederschlagen können, geht z. B. aus Fig. 5 hervor. In dieser sind die Abklingungskurven zweier Drähte aufgezeichnet, die bei −200 Volt Spannung 1′ lang aktiviert waren. Als Aktivierungsgefäß wurde der in Fig. 3 abgebildete Zylinderkondensator benutzt, nachdem er lange Zeit vorher bei dem ersten Drahte mit, bei dem zweiten ohne Ladung gestanden hatte. — Die Abklingungskurve des ersten Drahtes ist normal, die des zweiten hat einen etwas anderen Charakter. Sie läßt sich unter der Annahme erklären, daß ein Teil von *Ra B* und *Ra C* sich nicht erst auf dem Draht aus dem anfänglichen vorhandenen *Ra A* gebildet hat, sondern direkt aus der Luft abgelagert ist.[1])

Wenn aus den hier mitgeteilten Beobachtungen auch noch nicht direkt die Konstanten der aktiven Teilchen zu berechnen sind, so haben uns die Versuche doch gezeigt, daß sich die Teilchen ähnlich wie Ionen verhalten. Das hat für die Praxis radioaktiver Messungen Bedeutung. Will man nämlich einen Draht in einer gegebenen Emanationsmenge möglichst stark aktivieren, so muß man an das benutzte Aktivierungsgefäß eine so hohe Spannung legen, daß Sättigungsstrom hindurchgeht. Bei hohem Emanationsgehalt wird man deshalb zweckmäßig kleine Aktivierungsgefäße wählen, in denen man bereits bei nicht zu hohen Spannungen mit Sättigungsstrom arbeitet.

Diese Untersuchung wurde im Physikalischen Institut der Victoria-Universität zu Manchester ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, dem Leiter dieses Institutes, Herrn Professor E. Rutherford, für die Anregung zu dieser Arbeit und sein mir stets bewiesenes Entgegenkommen auch an dieser Stelle herzlichst zu danken.

1) Von großem Einfluß auf die Verteilung der aktiven Materie werden höchstwahrscheinlich auch Staub- und Wasserteilchen in der Luft des Aktivierungsgefäßes sein. Vgl. Mme. Curie, Le Radium **4**, 381, 1907.

Gießen, Anfang Februar 1908. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 8. Februar 1908.)

Über die Empfindlichkeitsänderung lichtelektrischer Zellen.

Von H. Dember.

Von einer kürzlich veröffentlichten Untersuchung her besaß ich lichtelektrische Zellen, wie Herr Elster und Herr Geitel sie zuerst hergestellt haben, mit Natrium als empfindliche Kathode in einer Wasserstoffatmosphäre. Diese Zellen habe ich auf ihre Empfindlichkeitsänderung mit der Zeit untersucht. Herr v. Schweidler[1]) und Herr Bergwitz[2]) haben ähnliche Messungen ausgeführt und nach mehrstündigen Beobachtungszeiten gefunden, daß eine auf die Wirkung des sichtbaren Lichtes zurückführbare Ermüdung des Kathodenmetalls hier nicht vorhanden ist. Die Anschauung, daß die mit der Zeit erfolgende Abnahme der lichtelektrischen Empfindlichkeit auf eine Wirkung des Lichtes zurückzuführen sei, ist bis vor einiger Zeit sehr verbreitet gewesen.

Über die lichtelektrische Ermüdung an Metallen läßt sich historisch folgendes sagen. Die Tatsache, daß der Hallwachs-Effekt mit dem Altwerden der Oberfläche abnimmt, wurde schon bei der Entdeckung des Phänomens gefunden.[3]) Herr Hallwachs selbst bemerkt in der ersten Arbeit über die lichtelektrische Erregung[4]), daß dieses Altwerden durch das Bestrahlen selbst beschleunigt werde. Daraufhin ist nun in späteren Arbeiten die Ermüdung dem Bestrahlen kurzerhand zur Last gelegt und von Ermüdung durch Licht gesprochen worden (u. a. Buisson, Kreusler, Lenard, E. Ladenburg), ohne daß Kontrollversuche ausgeführt worden sind, die es gestattet hätten, zwischen dem Licht und anderen Ursachen zu entscheiden. Vor kurzem hat nun Herr Hallwachs durch solche Kontrollversuche nachgewiesen, daß bei den Versuchsbedingungen, wie sie der Hauptmenge der ausgeführten lichtelektrischen Untersuchungen zugrunde liegen (Atmosphärendruck, mittleres Potential), die Ermüdung nicht auf Lichtwirkung beruht.[5]) Von der Untersuchung der im Vakuum stattfindenden Ermüdungserscheinungen wurde bei diesen Versuchen abgesehen; indessen auf die verschiedenen, dort vorhandenen Anlässe zur Ermüdung hingewiesen.

Bei den vom Verfasser benutzten Natriumzellen mit Wasserstoffüllung von 0,3 bis 0,4 mm Druck kommen von diesen Anlässen zur Empfindlichkeitsabnahme Ozonbildung durch Licht oder irgendwelche Kittwirkung nicht in Betracht. Wohl aber kann sich bei ausreichend langer Ermüdungsfrist eine Änderung der Empfindlichkeit durch Gasabsorption zeigen. Neuere Untersuchungen haben wieder bestätigt, daß solche Absorption von Wasserstoff auch bei sehr geringem Gasdruck stattfindet.[1]) Danach müßte man annehmen, daß langfristige Beobachtungen bei diesen Versuchsbedingungen eine Änderung der Empfindlichkeit konstatieren lassen.

Dies ergaben auch die folgenden Versuche.

Der Wasserstoff in den Zellen wurde aus reinem Zink und Schwefelsäure hergestellt, sorgfältig getrocknet und dann mit dem Natrium zusammen so stark erhitzt, wie es die Festigkeit des unter Unterdruck stehenden Gefäßes erlaubte. Die so bereiteten Zellen, deren wirksame Metallfläche ca. 7 cm^2 betrugen, bei einem Abstande der Drahtanode von 1,5 cm von der Kathode, wurden auf ihre Empfindlichkeitsänderung hin 6 Wochen nach der Herstellung beobachtet.

Die Beobachtungsfristen betrugen 87 und 30 Tage.

Als Lichtquelle diente in der ersten Versuchsreihe (87 Tage) eine Nernstlampe (50 Kerzen) in 60 cm Abstand von den beiden zur Verwendung gekommenen Zellen. Die Lampe wurde nur an den zwei Beobachtungstagen gebrannt, so daß angenommen werden konnte, daß sie bei gleicher Strombelastung und gleicher Spannung die gleiche Lichtmenge in beiden Fällen ausstrahlte. Um aber sicher zu gehen, wurde in der zweiten Ermüdungsperiode (30 Tage) eine gewöhnliche Kohlefadenlampe von 36 Kerzen benutzt, die im Abstande von 30 cm von der Zelle angebracht war. Die Zellen waren in einem geerdeten Blechkasten eingebaut und vor den Wärmestrahlen der Lampe durch ein im Strahlengang stehendes, mit Wasser gefülltes Absorptionsgefäß geschützt.

Die mit einem Drehspulengalvanometer (mit $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ $\frac{amp}{mm}$ Empfindlichkeit in 1,95 m Skalenabstand) beobachteten Werte sind folgende (s. Tab. 1):

Da die Versuche[2]) wegen der gleich nach der Herstellung möglichen unkontrollierbaren Veränderungen erst nach der oben angegebenen Frist ausgeführt wurden, so blieb neben einer anderen weiter unten zu berücksichtigenden Ursache für die Empfindlichkeitsabnahme nur die Gasabsorption übrig. Man könnte allenfalls

1) E. v. Schweidler, diese Zeitschr. **4**, 136, 1902.
2) K. Bergwitz, diese Zeitschr. **8**, 373, 1907.
3) W. Hallwachs, Wied. Ann. **33**, 308, 1888.
4) W. Hallwachs, Wied. Ann. **34**, 733, 1888.
5) Zusammenfassung dieser Resultate siehe: W. Hallwachs, Ber. d. math.-phys. Kl. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss. in Leipzig, **58**, 341, 1906; diese Zeitschr. **7**, 766—770, 1906; Ann. d. Phys. **23**, 459, 1907.

1) F. Soddy, Proc. Royal Soc. London (A) **78**, 429, 1907; W. Heald, Phys. Rev. **24**, 269, 1907.
2) Die Zahlen der Versuchsreihe I sind mit denen von II wegen der Verschiedenheit der Batteriespannung, Beleuchtung und auch Entfernung der Lichtquelle nicht vergleichbar.

Tabelle 1.

Versuchsreihe	Frist der Empfindlichkeitsänderung	Empfindlichkeit Zelle 1	Empfindlichkeit Zelle 2	Abnahme der Empfindlichkeit 1	Abnahme der Empfindlichkeit 2	Spannung an der Kathode
I	vorher	24,1	134,5	25,7 Proz.	11,6 Proz.	283,6 Volt
	87 Tage					
	nachher	17,9	118,9			284,0 „
II	vorher	91,8		7,6 Proz.		268,7 „
	30 Tage					
	nachher	84,8				268,7 „

daran denken, daß sich *Na H* bildet, wie dies Moissan[1]) gefunden hat, und K. Mey[2]) erwähnt. Doch können solch geringe Bildungen kaum so große Empfindlichkeitsänderungen hervorrufen, außerdem ist mit derartigen chemischen Änderungen auch nicht immer eine Ermüdung verbunden.[3])

Bei einer Untersuchungszeit von $1\frac{1}{2}$ Stunden unter steter Bestrahlung durch eine Heraeussche Quarzquecksilberlampe konnte, ebenso wie es Herr E. v. Schweidler und Herr K. Bergwitz gefunden haben, keine Empfindlichkeitsänderung durch sichtbares Licht bemerkt werden.

Da aber bei den gebräuchlichen Elster-Geitelschen Zellen das ultraviolette Licht durch die Glashülle ausgeschlossen ist, wurde eine Zelle mit flüssiger *Na K*-Legierung als Kathode hergestellt, die mit einer aufgekitteten Quarzplatte verschlossen und nach dem Dewarschen Verfahren evakuiert worden war. Um die Lichtstrahlung der Quecksilberlampe zu kontrollieren, wurde gleichzeitig von ihr eine äußerst empfindliche gewöhnliche Kaliumzelle beleuchtet. Die folgende Tabelle gibt eine Messung mit diesen beiden Zellen wieder:

Tabelle 2.

Zeit der Bestrahlung	Beobachtete Skalenteile: Meßzelle a_1	Kontrollzelle a_2	a_1/a_2
0 Minuten	66,8	322,1	0,207
15 „	67,3	325,1	0,207
30 „	67,3	324,1	0,208
45 „	66,5	324,0	0,205
60 „	66,4	324,4	0,205
75 „	65,9	326,0	0,202
90 „	67,7	327,1	0,207
125 „	67,5	329,3	0,205
150 „	68,0	329,4	0,206
180 „	68,8	331,2	0,208

Dadurch wird auch für diese Klasse der lichtelektrischen Erscheinungen eine Übereinstimmung mit dem von Herrn Hallwachs anderweit Gefundenen hergestellt. Es wird bestätigt, daß keine Lichtwirkung und keine Korrosion die Ermüdung bewirken. Auch die immer wieder behauptete, aber schon durch Herrn Hallwachs[1]) widerlegte Zurückführung auf Oxydation ist hier gänzlich ausgeschlossen, denn die im entwickelten Wasserstoff enthaltenen Spuren von Sauerstoff werden entweder schon mit dem warmen Metall bei der Bereitung der Zellen in Reaktion treten oder es wird nach der Herstellung sehr kurze Zeit dauern, bis sie gebunden sind.

Ob ein Bruchteil der Empfindlichkeitsabnahme der Zelle auf Änderung des Kontaktpotentials durch Variation der Gasbeladung des Metalles zurückzuführen ist und wie groß dieser Bruchteil ist, läßt sich nicht entscheiden, dürfte aber wegen der geringen absoluten Menge von der Hand zu weisen sein.

Eine wesentliche Berücksichtigung bei der Diskussion der Versuche scheint der folgende Umstand zu verdienen. Stoletow[2]) hat experimentell gefunden und J. J. Thomson[3]) theoretisch abgeleitet, daß bei einem bestimmten Felde ein kritischer Druck des umgebenden Gases existiert, bei dem der lichtelektrische Strom ein Maximum hat. In diesem Falle gilt die Beziehung

$$X \cdot \lambda = \text{const},$$

wobei X die Feldstärke und λ die freie Weglänge einer Molekel bei diesem günstigsten Druck bedeutet. Oberhalb und unterhalb des Druckes, der dieser Weglänge entspricht, besonders unterhalb, nimmt der Effekt stark ab.

Elster und Geitel haben für die von ihnen benutzten Felder den kritischen Druck bei Wasserstoff zu 0,33 mm ermittelt. Die bei den obigen Versuchen angewandten Felder waren — bei höherem Potential und geringerer Elektrodenentfernung — beträchtlich stärker, es entspricht ihnen also eine kleinere freie Weglänge, d. h. ein höherer kritischer Druck. Es wird daher bei der gefundenen Empfindlichkeitsabnahme neben der durch Gasabsorption

1) H. Moissan, Compt. rend. **134**, 18 u. 71, 1902.
2) K. Mey, Ann. d. Phys. **11**, 127, 1903.
3) W. Hallwachs, diese Zeitschr. **5**, 489, 1904.

1) W. Hallwachs, Wied. Ann. **37**, 666, 1889.
2) A. Stoletow, Journ. de Phys. (2) **9**, 468, 1890.
3) J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases, S. 233, 1903.

hervorgerufenen Ermüdung auch der Umstand eine Rolle spielen, daß durch die Erniedrigung des Gasdruckes der lichtelektrische Strom kleiner wird. Demgemäß ist es auch denkbar, daß bei einer geeigneten Wahl des Gasdruckes oberhalb des kritischen Druckes die durch die absorbierten Gase hervorgerufene Ermüdung dadurch kompensiert wird, daß durch die Annäherung an den günstigsten oder kritischen Druck die Empfindlichkeit steigt und auf diese Weise eine Konstanz der Zelle hervorgerufen werden kann.

Für langfristige photometrische und lichtelektrische Messungen können nach obigen Versuchen die Elster-Geitelschen Zellen nicht ohne weiteres als unveränderlich angesehen werden. Weiterhin darf eine beobachtete Empfindlichkeitsänderung einer geschlossenen lichtelektrischen Zelle nicht ausschließlich einer Ermüdung oder Erholung der Kathode zugeschrieben werden, sondern es ist bei solchen Messungen auf die Größe des kritischen Druckes bei dem benutzten Felde Rücksicht zu nehmen. Bis zu welchem Betrage die gefundene Empfindlichkeitsabnahme der hier beobachteten Zellen der Gasbeladung der Kathoden oder der Druckabnahme zur Last zu legen ist, müssen besondere Versuche bei schwächeren Feldern oder höheren Drucken lehren.

Dresden, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Januar 1908.

(Eingegangen 29. Januar 1908.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

Nr. 39[1]: Pietro Doglio, Über die Dauer der Kathodenstrahlemission in Vakuumröhren.

Viele Forscher haben bisher angenommen, daß die Emission der Kathodenstrahlen von gleicher Dauer sei wie die der Röntgenstrahlen, und infolgedessen sind viele Versuche zur indirekten Bestimmung der Dauer der ersteren durch Messung der Dauer der letzteren angestellt worden. So hat Brunhes[2]) — nachdem er bereits gefunden hatte, daß die Emission der Röntgenstrahlen nicht momentan ist — den Versuch folgendermaßen angeordnet:

Eine Metallscheibe, in welcher verschiedene Reihen kreisrunder Löcher auf konzentrischen Kreisen angeordnet waren, konnte zwischen einer Crookesschen Röhre und einem Baryumplatincyanürschirm umlaufen. Wenn die Scheibe stillstand, so zeigte sich die Erregung auf dem Schirme durch eine Anzahl kreisrunder Flecke, entsprechend den Löchern in der Scheibe. Erteilte man der Scheibe eine passende Geschwindigkeit, so erschien das Bild der Löcher nicht mehr kreisförmig, sondern in der Richtung senkrecht zur Scheibenachse verlängert. Aus der Messung der Winkelgeschwindigkeit der Scheibe und der Verlängerung der Bilder fand Brunhes, daß die Dauer der Röntgenstrahlemission einen Wert von ungefähr $^1/_{12500}$ Sekunde habe. Diese Methode behandelt aber, wie man sieht, das Problem sehr indirekt. Es wird dabei nämlich angenommen, daß die Dauer der Röntgenstrahlen ohne weiteres mit der der Kathodenstrahlen identisch sei, und diese Annahme enthält eine Hypothese, die nicht ohne weiteres einleuchtend und möglicherweise unberechtigt ist. Die Ätherwellen, welche durch den Anprall der Kathodenstrahlteilchen auf die Antikathode erzeugt werden, offenbaren sich auf einem Fluoreszenzschirm nur dann, wenn ihre Energie oberhalb eines gewissen Grenzwertes liegt. Man muß deshalb bis zum Beweise des Gegenteils annehmen, daß die Kathodenstrahlen nach der Umwandlung in Röntgenstrahlen zur Erregung des Leuchtens des Platincyanürs weniger fähig sein werden, als wenn sie unmittelbar auf dieses wirken. Wäre dies der Fall, so müßte sich die Dauer der Kathodenstrahlen unter gleichen Verhältnissen größer als die der Röntgenstrahlen ergeben.

Brunhes[1]) hat in der Folge seine eigenen Ergebnisse durch andere Versuche bestätigt; dagegen ist zu erwähnen, daß andrerseits Colardeau[2]) mit einer im wesentlichen ähnlichen Methode gefunden hat, daß die Emissionsdauer für Röntgenstrahlen unterhalb $^1/_{50000}$ Sekunde liegen müsse.

Broca[3]) hat die Frage mittels einer reinelektrischen Methode zu lösen versucht. Er sandte nämlich in die Röhre nur die Öffnungsentladung einer Spule und maß die mittlere Stromstärke des durch diese Röhre gehenden Stromes. Daraus konnte er die Dauer der Entladung berechnen unter der Annahme, daß die Stromstärke konstant wäre; doch ist diese Hypothese sicherlich von jeglicher noch so groben Annäherung weit entfernt. Broca fand auf diese Weise für die Dauer der Entladung einen Wert gleich 0,0005 Sekunden.

Endlich hat Broca weiter im Verein mit Turchini[4]) die Messungen wiederholt und dabei in den Entladungskreis eine kleine Funkenstrecke eingeschaltet und deren Dauer nach der Methode des rotierenden Spiegels

1) Nr. 38: diese Zeitschr. **9**, 156, 1908.
2) C. R. **130**, 1007, 1900.

1) Bull. Soc. Franç. de Phys. **163**, 1—3, 1901.
2) Séances Soc. Franç. de Phys., 1901, 113.
3) C. R. **142**, 271, 1906.
4) C. R. **142**, 445, 1906.

gemessen. Auf diese Weise haben die genannten Forscher aber keineswegs die Kathodenstrahlemission betrachtet, sondern sie haben es vielmehr mit einer Erscheinung von ganz anderer Natur zu tun gehabt.

Ich wollte nun sehen, welche Größenordnung die Dauer der Kathodenstrahlemission hat, und wie sie durch die Verhältnisse im äußeren Stromkreise beeinflußt wird. Das Prinzip meiner Methode ist folgendes: Ordnet man senkrecht zur Achse einer Braunschen Röhre zwei Spulen an, die von zwei in Phase gegeneinander verschobenen Wechselströmen durchflossen werden, so nimmt das Kathodenstrahlbündel eine Rotationsbewegung an, und der Leuchtfleck beschreibt einen geschlossenen Kreis. Läßt man nun durch die Braunsche Röhre nur die Öffnungsentladung eines Induktors gehen, so wird der Leuchtfleck, wenn die Dauer der Kathodenstrahlemission unterhalb der Periode der Wechselströme liegt, einen Teil der Kurve beschreiben, der um so länger sein wird, je geringer der Unterschied zwischen der Periode der Wechselströme und der Dauer der Emission der Kathodenstrahlen ist. Steigert man dann allmählich die Wechselzahl der Ströme, so wird der Kreisbogen immer größer, und schließlich wird der Kreis vollständig, wenn eben die Dauer eines Stromwechsels gleich der Dauer der Kathodenstrahlemission wird. Mißt man demnach diese Periode unter solchen Verhältnissen, daß die Enden des Kathodenstrahlfleckes sich gerade vereinigen, so hat man ohne weiteres ein Maß für die Kathodenstrahlemission. Dieses wird demnach weder durch die Dauer des Leuchtens des Platincyanürs beeinflußt, noch durch eine etwaige Verzögerung, die dadurch entstehen könnte, daß die Erregung des Leuchtens Zeit erforderte.

Der von mir benutzte Unterbrecher konnte bis zu 10 000 Wechseln in der Sekunde liefern. Er hatte einen einzigen Stromkreis, und um die beiden in Phase gegeneinander verschobenen Ströme zu erhalten, die nötig sind, um das Kathodenstrahlbündel in Umlauf zu versetzen, veränderte ich die Phase des durch eine der Spulen fließenden Stromes dadurch, daß ich in seinen Stromkreis einen Kondensator einschaltete.

Für meine Messungen war es nicht nötig, die Phasenverschiebung genau so einzustellen, daß ich eine vollkommen kreisrunde Kurve auf dem Leuchtschirm erhielt; es genügte, daß der Fleck eine elliptische Kurve beschrieb. Das ließ sich nun durch jede noch so kleine Phasenverschiebung eines der beiden Ströme gegen den andern erreichen. Eine elliptische Kurve ließ sich aber auch mittels einer einzigen Spule erhalten, deren Windungen auf einen Kupferkern gewickelt waren. Eine Neigung der Spule in der Ebene senkrecht zur Röhrenachse (so daß diese Achse schief zur Spulenachse steht) genügt, um zu erreichen, daß das Kathodenstrahlbündel durch zwei Felder gestört wird: durch das Feld H_1, welches von dem in dem Drahte fließenden Strome erzeugt wird, und durch das Feld H_2, welches von dem in dem Kern induzierten Strome herrührt (siehe Fig. 1). Diese beiden Felder fallen bei der beschriebenen Stellung der Spule nicht

Fig. 1.

zusammen und sind überdies — im allgemeinen — hinreichend in Phase gegeneinander verschoben, um eine geschlossene elliptische Kurve zu erzeugen.

Diese Anordnung kann sehr bequem werden, wenn man ein Drehfeld erhalten will und nur über eine einzige Phase verfügt. Aus diesem Grunde habe ich es denn auch für zweckmäßig erachtet, sie hier mitzuteilen.

Als Unterbrecher habe ich den von Felici benutzt. Mit diesem schickte ich in die Röhre die Öffnungsentladungen des Induktors. Dieser Unterbrecher gestattete mir, — innerhalb gewisser Grenzen — die Unterbrechungsgeschwindigkeit zu verändern und zu sehen, welchen Einfluß sie auf die Messungen hatte, die ich ausführen wollte.

Zur Zählung der sekundlichen Wechselzahl, oder, was dasselbe ist, der Tourenzahl des Unterbrecherankers, brachte ich auf dessen Achse einen Kontakt an. Dieser schloß bei jedem Umlauf einen aus einem Sammler und einem elektromagnetischen Induktor gebildeten Stromkreis. Ein anderes ähnliches Signal war in einem zweiten Stromkreise angeordnet, der bei jeder Schwingung eines Pendels geschlossen wurde. So wurden also parallel zueinander auf einen berußten Zylinder die Sekunden und die Tourenzahl des Unterbrechers aufgezeichnet.

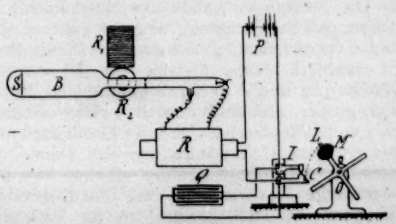


Fig. 2.

In Fig. 2 ist die allgemeine Versuchsanordnung dargestellt.

Die Primärspule des Induktors R liegt im Stromkreise einer durch den Unterbrecher $\mathcal{F}$ geschlossenen Batterie. Der Unterbrecher $\mathcal{F}$ besteht aus einem Kontakt C, welcher mittels einer Zunge L geöffnet wird, die an einem um O drehbaren und durch ein schweres auf ihm befestigtes Bleigewicht M in schnelle Umdrehung versetzten Arme sitzt. Im Nebenschluß zu C liegt ein Kondensator Q von veränderlicher Kapazität. Die Klemmen der Sekundärspule sind mit den Elektroden einer Braunschen Röhre B verbunden, die zusammen mit den von dem Wechselstrom durchflossenen Spulen R_1 und R_2 an einem festen Gestell angebracht ist. Die Stellung der Spulen und die Phasenverschiebung der beiden Ströme wurden zunächst unter Erregung der Röhre mittels einer gewöhnlichen Wimshurstmaschine reguliert.

Nachdem die beiden elektrischen Signale vorbereitet waren, so daß nur noch im gegebenen Augenblick der berußte Zylinder für die Registrierung der Stromwechsel in Bewegung gesetzt zu werden brauchte, wurde der Unterbrecher in Gang gesetzt. Ein Beobachter, der durch geeignete Maßnahmen gegen das Licht geschützt war, beobachtete den Schirm der Braunschen Röhre, ein anderer handhabte den Unterbrecher und sandte beständig die Öffnungsentladungen durch die Röhre, ein dritter regulierte die Geschwindigkeit des Unterbrechers und leitete den berußten Zylinder. Der erste Beobachter konnte also in Bequemlichkeit das verschiedene Aussehen des Leuchtflecks auf dem Schirme beobachten und die Unterbrechergeschwindigkeit ändern lassen, bis die beiden Enden des Leuchtflecks zur Berührung kamen und den Kreis zur Schließung brachten. In diesem Augenblick wurde der Zylinder, auf dem die beiden Signale ihre Spulen hinterließen, in Bewegung gesetzt.

Der Leuchtfleck bot nicht immer ein regelmäßiges Aussehen dar, doch gelang es durch genügend häufige Wiederholung des Versuchs, mit großer Genauigkeit den Augenblick festzustellen, in welchem sich der Kreis schloß.

Die Messungen haben übereinstimmend ergeben, daß die Entladungsdauer zwischen 0,0002 und 0,0003 Sekunden schwankt. Dieser Wert ist erheblich kleiner als der von Broca und von Broca und Turchini gefundene. Er ist viel größer als der, den Brunhes erhalten hat, und von durchaus anderer Größenordnung wie der, den Colardeau aus der Dauer der Emission der Röntgenstrahlen erhalten hat. Das beweist genau, was ich über die Dauer der Emission der Röntgenstrahlen im Verhältnis zu der der Emission der Kathodenstrahlen zu bemerken Gelegenheit hatte.

Was die Abhängigkeit der Dauer der Kathodenstrahlemission von den Verhältnissen im äußeren Stromkreise betrifft, so sei vor allem bemerkt, daß diese nicht so sehr veränderlich sind, wie es auf den ersten Blick erscheinen könnte. Um nämlich eine regelmäßige Strahlenemission zu erhalten, muß man gewisse Verhältnisse im Stromkreise beibehalten, ohne welche der Versuch nicht ausführbar ist. Aus diesem Grunde habe ich den unmittelbaren Einfluß der Unterbrechungsgeschwindigkeit nicht untersuchen können, denn innerhalb der Grenzen, in denen dies möglich war, ergab sich die Dauer von ihr unabhängig.

Dagegen kann man recht weite Änderungen der Entladungsverhältnisse durch Änderung der, wie angegeben, im Nebenschluß zum Primärkreis liegenden Kapazität erhalten. Auf diese Weise konnte ich denn auch feststellen, daß die Verhältnisse des Stromkreises einen unbestreitbaren Einfluß auf die Dauer der Emission der Kathodenstrahlen haben.

Ich gebe hier einige Ergebnisse dieser Messungen wieder und habe sie auch graphisch in Fig. 3 dargestellt.

Kapazität in Mikrofarad	Dauer der Entladung in Sekunden
0,65	0,00018
1,62	0,00021
2,27	0,00022
2,59	0,00024
3,85	0,00028
6,12	0,00033

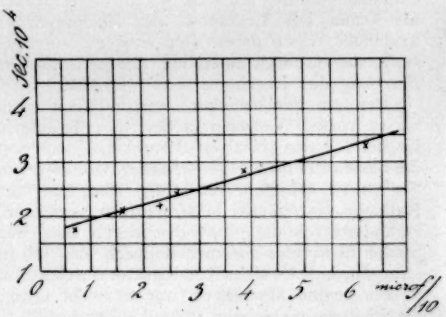


Fig. 3.

Ein Blick auf die Tabelle oder die Figur zeigt deutlich, daß die Dauer der Kathodenstrahlemission mit der Kapazität des Kondensators nach einem angenähert linearen Gesetz wächst.

Man kann somit aus den mitgeteilten Betrachtungen und Ergebnissen schließen, daß die Kathodenstrahlemission einer Crookesschen Röhre keine Erscheinung von wohldefi-

nierter und für die Beschaffenheit einer Röhre charakteristischer Dauer ist. Sie ist viel komplizierter, als nach den bisherigen Untersuchungen anzunehmen war, und eng mit den Verhältnissen im äußeren Stromkreis verknüpft. Man kann also, streng genommen, nicht von einer Dauer der Emission der Kathodenstrahlen im absoluten Sinne sprechen, weil man sie immer auf die speziellen Verhältnisse beziehen muß, unter denen die Erscheinung erfolgt, Verhältnisse, die keineswegs präzisiert, und vielleicht auch nicht präzisierbar sind. Unter den Verhältnissen, unter denen meine Versuche gemacht wurden, ergab sie sich zu ungefähr drei Zehntausendsteln einer Sekunde.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 12. Januar 1908.)

Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum.

Bemerkung zu dem Artikel von Fred. Soddy.[1])

Von J. E. Lilienfeld.

Die obiger Abhandlung zugrunde liegende Beobachtung ist, daß bei der Abnahme des Gasdruckes von einem bestimmten Grenzwerte abwärts die Spannung, welche zur Einleitung einer Entladung zwischen einer Wehnelt-Kathode und einer beliebigen Anode nötig ist, stark zunimmt. Dieses wird von dem Verfasser dahin gedeutet, daß in diesem Druckgebiete „die Wehnelt-Kathode ihre Wirksamkeit verliert".

Nun habe ich in zwei Publikationen[2]), von denen die erste um die Zeitdauer eines Jahres der in der obigen Überschrift angeführten vorausging, darauf hingewiesen, daß bei der Gasentladung im hochgradigen, besonders sorgfältig hergestellten Vakuum eine Reihe prinzipiell wichtiger Erscheinungen zutage tritt. Als hervorragend charakteristisch ist von mir schon in der ersten der beiden angeführten Mitteilungen (S. 634—635) der Anstieg des Potentialgefälles in der positiven Lichtsäule bei abnehmendem Drucke in dem erwähnten Druckgebiete beschrieben worden. Ich wies darauf hin, daß dieses Verhalten dem bei dem sonst üblichen Vakuum beobachteten diametral entgegengesetzt ist. — Diese Tatsache wurde ganz unabhängig von der Art der Elektroden (welche „bei einem Teile der Versuche ausgedehnte Aluminiumelektroden" (S. 631) waren) gefunden und dahin gedeutet, daß „es nicht ausschließlich die von der Oxydelektrode emittierten Elektronen sind, welche, wie vielfach angenommen wird, die Entladung im hohen Vakuum bewirken, sondern daß es sehr wesentlich auf einen zweiten Faktor ankommt". Ich präzisierte diese Anschauung in meiner zweiten Mitteilung dahin, daß infolge der Abwesenheit hinreichender Gasreste die „Anzahl (räumliche Dichte) der die Stromleitung besorgenden negativen Elektronen groß wird im Vergleich mit der pro Volumeneinheit enthaltenen Anzahl der Gasmoleküle, so daß also die „Tendenz zur Ausbildung einer möglichst großen negativen Volumladung in der Strombahn besteht" — welche dem Vorgang des Stromtransportes durch die negativen Elektronen engegenwirkt.

Je höher das Vakuum, je größer die Stromdichte[1]) — desto deutlicher tritt die neue Eigenart der Entladung hervor —, während die an der Wehnelt-Elektrode selbst zur Einleitung der Entladung bei konstant gehaltener Stromdichte verbrauchte Energie nicht auffallend zunimmt. In diesem Sinne meine ich, daß die Auffassung, „die Wehnelt-Kathode verliert ihre Wirksamkeit" bei hochgradigem Vakuum — unzutreffend ist. Es handelt sich vielmehr bei den in Frage kommenden Erscheinungen um ein sehr wichtiges, ganz allgemein bei der Entladung im extremen Vakuum neu auftretendes Moment.

1) Diese Zeitschr. **9**, 8, 1908.

2) Über neuartige Erscheinungen in der positiven Lichtsäule einer Glimmentladung. Erste Mitteilung 16. November 1906, zweite Mitteilung 22. März 1907. Verh. D. Phys. Ges. **8** und **9**. Weitere Messungen, die einer dritten Publikation zugrunde gelegt werden sollen, befinden sich im Gange.

1) Bei konstantem Röhrenquerschnitt (12 mm Durchmesser etwa) ist der Spannungsabfall in der positiven Lichtsäule in sehr weiten Grenzen der Quadratwurzel aus der Stromstärke direkt proportional, wenn bei dem höchsten erreichbaren (Holzkohle, flüssige Luft) Vakuum beobachtet wird.

Leipzig, Januar 1908.

(Eingegangen 1. Februar 1908.)

Über die elektrischen Schwingungen, welche man mit dem System Reihendynamo-Kondensator erhalten kann.

Von O. M. Corbino.

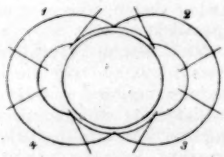
Im Verfolg der Untersuchungen, auf die ich im 25. Hefte des vorigen Jahrganges dieser Zeitschrift (8, 924, 1907) hingewiesen habe[1]), konnte ich mit einer kleinen Dynamo mit vielfach unterteiltem Eisen Versuche machen; die Maschine wurde zahlreichen Änderungen unterzogen, zu dem Zwecke, die Frequenz der erhaltenen Ströme zu steigern.

Das Modell, welches die besten Ergebnisse geliefert hat, besteht aus einem Trommelanker aus sehr dünnen Blechscheiben, die nach zwei

1) Siehe auch: L'Elettricista, 1. Nov. S. 297, 1907.

zueinander rechtwinkligen Durchmessern durchschnitten sind. Längs des Umfanges wurden 32 Furchen zur Aufnahme der Drähte, 1152 an der Zahl, angebracht. Die Drähte waren in 16 dem Kollektor gegenüberstehende Spulen eingeteilt. Der zylindrische Teil des Ankers hat einen Durchmesser von 62 mm bei 65 mm Länge. Die Wickelung ist so eingerichtet, daß jede Windung $^{14}/_{32}$ des gesamten Umfanges umfaßt.

Der Feldmagnet wird von zwei Bündeln aus dünnen Eisendrähten von 0,2 mm Durchmesser gebildet. Diese Bündel haben rechteckigen Querschnitt — 2×5 cm — und ungefähr die gekrümmte Gestalt, welche die Figur



zeigt. Die Wickelung des Magnets ist in vier Abschnitte geteilt, die nahe den Enden angeordnet sind. Der scheinbare Widerstand des Feldmagnets beträgt 9 Ohm, der des Ankers 3 Ohm; der Selbstinduktionskoeffizient der ganzen Maschine ist gleich 90 Millihenry.[1])

Einem die vier Abschnitte des Feldmagnets hintereinander durchfließenden Strome von 1 Ampere entspricht eine maximale Induktion (im Zentrum der Querschnitte) von ungefähr 2000 C.G.S-Einheiten.

Im Anker lagern sich die beiden von den beiden Zweigen des Feldmagnets herrührenden Flüsse übereinander mit einem Verluste von anscheinend weniger als 10 v. H.

Die von der Dynamo bei einer Umlaufsgeschwindigkeit von 150 Touren in der Sekunde und bei einer Stromstärke von 1 Ampere im Feldmagnet entwickelte EMK. beträgt 50 Volt. Da nun der gesamte Ohmsche Widerstand 12 Ohm beträgt, so hat der Apparat einen negativen Widerstand von 38 Ohm. Somit müßte er in Verbindung mit einem Kondensator gestatten, Wechselströme von solcher Frequenz zu erzeugen, daß durch sie der Äquivalentwiderstand der Maschine durch die Hysterese und die Foucaultströme um 38 Ohm wächst.

Leider tritt dies schon bei nicht sehr hohen Frequenzen ein; es ist mir in der Tat nicht möglich gewesen, die Frequenz von 250 ganzen Schwingungen in der Sekunde zu überschreiten. Auch führt schon eine oberflächliche Prüfung der Wirkungsbedingungen zu dem Schlusse, daß diese Grenze nicht überschritten werden kann, solange man nicht das Eisen aus der Maschine ausschließt.

Nehmen wir nämlich an, es sei durch Unterteilung des Eisens gelungen, die Foucaultströme fast vollständig zu beseitigen, so daß sie zu vernachlässigen sind, so wird immer die Wirkung der Hysterese zurückbleiben, welche einen doppelten Einfluß hat:

Erstens wird wegen des Zurückbleibens der Magnetisierung unter der Stromstärke die Dynamo eine EMK. entwickeln, welche mit der Intensität nicht in Phase ist, und das bringt eine Verminderung des Wertes ihres negativen Widerstandes mit sich.

Zweitens wird durch die Energiezerstreuung infolge der Hysterese der gesamte scheinbare Widerstand der Maschine um eine gewisse Größe vermehrt, welche dem Volumen des Eisens, der Frequenz und der 1,6 ten Potenz der Induktion proportional ist. Was den Steinmetzschen Koeffizienten η anlangt, so muß dieser, wie ich durch den Versuch bestätigt gefunden habe, einen beträchtlichen Wert haben (ungefähr 0,01), denn es ist schwer, gutes weiches Eisen in dünnen Drähten zu erhalten; und selbst, wenn man solches hätte, so nimmt dabei die Hysteresisfläche bei hoher Frequenz merklich zu.[1])

Wir wollen unsere Untersuchung auf die Maschine beschränken, mit welcher ich experimentiert habe, und wollen näherungsweise den Energieverlust im Feldmagnet berechnen, in welchem das Volumen des Eisens ungefähr 400 cm^3 betrug.

Bezeichnen wir mit W die zerstreute Kraft, mit B die Induktion und mit n die Frequenz, und nehmen wir an, daß die der Maximalstromstärke von 1 Ampere entsprechende Induktion 2000 und daß $n = 250$ sei, so wird:

$$W = \eta n V B^{1,6} = 19 \text{ Watt}.$$

Einen geringeren Verlust werden wir im Anker haben, welcher ein kleineres Volumen — 170 cm^3 — besitzt, und in welchem die Induktion einen kleineren Wert hat. Jedoch werden in ihm die Verluste durch Foucaultströme nicht ganz zu vernachlässigen sein, da sein Magnetkern aus Platten und nicht aus Drähten besteht.

Aber selbst wenn wir die Verluste im Anker gänzlich vernachlässigen und annehmen, daß im ganzen nur 19 Watt bei einem Strom von 250 Perioden und der Maximalstärke von 1 Ampere verloren gehen,

1) Ich habe auch mit ähnlichem Erfolg andere Wicklungsweisen des Feldmagnets versucht unter Veränderung des Drahtquerschnittes und der Gesamtzahl der Windungen.

1) O. M. Corbino, diese Zeitschr. **6**, 174, 1905 und Lincei Rend. **15** [1] (3), 1907.

so wird der Äquivalentwiderstand, der also dieselbe Kraft zu absorbieren vermag, 38 Ohm betragen. Diese Zahl stimmt, sicherlich zufälligerweise, mit dem Werte des negativen Widerstandes der Maschine überein.

Diese Berechnung, so grob sie ist, zeigt uns aber schon zur Genüge, daß man schwer über 250 Schwingungen in der Sekunde wird hinausgehen können, denn um diesen Grenzwert herum wird der negative Widerstand der Maschine durch ihren scheinbaren positiven Widerstand kompensiert, und die Schwingungen werden daher gedämpft und nicht stetig werden.

Vernünftigerweise muß man auch denken, daß, wie man auch die Abmessungen und die Konstruktionsdaten des Apparates modifizieren mag, solange man in den durch die Praxis gegebenen Grenzen bleibt, man die erhaltene Schwingungszahl der Größenordnung nach nicht wird überschreiten können.

Da die Gegenwart des Eisens zwar den negativen Widerstand der Maschine selbst bei mäßiger Geschwindigkeit erheblich zu steigern gestattet, indessen einen Extrawiderstand einführt, welcher einen sehr hohen Wert annimmt und den ersteren Vorteil wieder aufhebt, so darf man kaum die Frequenz zu steigern suchen. Ich muß indessen gestehen, daß ich nicht erwartet hatte, daß die Kompensation bei einer verhältnismäßig so niedrigen Frequenz erfolgen würde; ich hatte nur vorausgesehen, daß die Wirksamkeit der Maschine wegen der fortgesetzten Erwärmung der Kerne, in denen die Energiezerstreuung durch die Hysterese stattfindet, nicht lange würde dauern können.

Man wird daher auf eisenfreie Dynamos zurückkommen müssen und höchstens ein kleines auf wenige Eisendrähte gewickeltes Solenoid hinzufügen, einzig zu dem Zwecke, einen mit der Intensität schnell wachsenden Widerstand für Wechselströme einzuführen, was zur Sicherung der Stabilität der Wirksamkeit erforderlich ist.

Einige Überschlagsrechnungen haben mir ergeben, daß es möglich ist, mit einer eisenfreien Dynamo einen negativen Widerstand zu erhalten, wenn es gelingt, dem Anker eine Umfangsgeschwindigkeit von etwa 60 Metern in der Sekunde aufzuzwingen. Dafür sind besondere Vorsichtsmaßregeln bei der Konstruktion sowie nicht gewöhnliche Hilfsmittel erforderlich; ist aber einmal die Schwierigkeit überwunden, so gibt es theoretisch keinerlei Grenze mehr für den Wert der erreichbaren Frequenz. In der Praxis werden immer zahlreiche Nebenumstände, deren Bedeutung sich nicht leicht a priori bestimmen läßt, eine Schranke setzen. Ich hoffe, mir im Hinblick auf die wichtigen Anwendungsmöglichkeiten die erforderlichen Mittel zur Verwirklichung dieses Projektes verschaffen zu können.

Messina, Physikalisches Institut der Kgl. Universität, im Dezember 1907.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. Januar 1908.)

Eine elektromechanische Anordnung zur direkten Umwandlung von Gleichstrom in kontinuierliche elektrische Schwingungen hoher Frequenz.

Von O. M. Corbino.

Ein Hauptschlußmotor mit Kollektor, der unter dem Antrieb einer konstanten EMK. umläuft, kann zwischen den Polen des Ankers einen negativen scheinbaren Widerstand für Wechselströme hoher Frequenz aufweisen, der oberhalb einer gewissen Grenze liegt.

Nehmen wir einmal an, wir hätten einen Hauptschlußmotor, den wir als eisenfrei voraussetzen wollen, damit die Wicklungen einen von der Frequenz unabhängigen Ohmschen Widerstand aufweisen. Wir wollen nun den Anker durch eine Sammlerbatterie von der EMK. E in Umlauf versetzen lassen. Es mögen r_1 und L_1 der Widerstand und die Selbstinduktion des Ankers, r_2 und L_2 die entsprechenden Größen des ganzen übrigen Stromkreises sein, von dem der Feldmagnet einen Teil bildet. Im Anker wird dann eine EMK. entwickelt werden, welche der durch den Feldmagneten fließenden Stromstärke proportional und so gerichtet ist, daß sie dem Durchgang eben dieses Stromes entgegenwirkt. Es sei K der Proportionalitätskoeffizient, $\mathcal{J}$ die Stromstärke; dann haben wir:

$$E = K\mathcal{J} = (r_1 = r_2)\,\mathcal{J}.$$

Wenn wir die Geschwindigkeit konstant halten und von den Punkten A und B aus in das System der beiden Stromverzweigungen AMB und ANB einen veränderlichen Hilfsstrom i

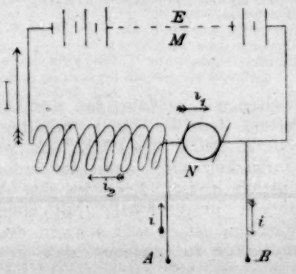


Fig. 1.

einleiten, so wird sich dieser in zwei Ströme i_1 und i_2 teilen, welche sich in eben diesen Stromkreisen dem Strome $\mathfrak{J}$ überlagern werden. Auch für diese Hilfsströme werden wir die Gleichungen des Ohmschen Gesetzes schreiben können, sofern wir nur sämtliche vorhandenen induktiven EMK. berücksichtigen. Nennen wir die zwischen A und B bestehende veränderliche Potentialdifferenz e, so werden wir demnach haben:

$$e = r_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} - K i_2 = r_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt}$$

und ferner:

$$i = i_1 + i_2. \tag{1}$$

Bezeichnen wir mit r und L den Widerstand und den Selbstinduktionskoeffizienten eines einzigen Leiters von der Beschaffenheit, daß er für den Fall eines sinusförmigen Stromes i dem System der beiden Stromverzweigungen zwischen A und B äquivalent ist, daß also durch ihn die Gesamtstromstärke i fließen kann, wenn an seinen Enden die Potentialdifferenz e herrscht, so wird:

$$\begin{aligned} e = ri + L\frac{di}{dt} &= r_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} \\ - K_2 &= r_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt}. \end{aligned} \tag{2}$$

Wenn i sich sinusförmig ändert, so können wir setzen:

$$\begin{aligned} i &= A \sin \omega t, \\ i_1 &= A_1 \sin \omega t + B_1 \cos \omega t, \\ i_2 &= (A - A_1) \sin \omega t - B_1 \cos \omega t, \end{aligned}$$

wodurch die Gleichung (1) befriedigt wird. Wir können nun diese Werte in die Gleichung (2) einsetzen und sind dann in der Lage, r und L abzuleiten. Durch eine nicht gerade kurze Rechnungsreihe erhält man:

$$r = \frac{L_1 L_2 \omega^2 \left(\frac{L_1}{L_2} r_2 + \frac{L_2}{L_1} r_1 - K\right)}{(r_1 + r_2 + K)^2} \Bigg| + \frac{r_1 r_2 (r_1 + r_2 + K)}{+ (L_1 + L_2)^2 \omega^2} \Bigg| \tag{3}$$

$$L = \frac{L_1 L_2 \omega^2 (L_1 + L_2) + L_1 r_2 (r_2 + K)}{(r_1 + r_2 + K)^2} \Bigg| + \frac{+ L_2 r_1 (r_1 + K)}{+ (L_1 + L_2)^2 \omega^2} \Bigg| \tag{4}$$

Verweilen wir zunächst bei der Diskussion des Wertes, den wir für r erhalten haben. Die Größe K drückt die EMK. aus, welche im Anker entwickelt wird, wenn der induzierende Strom gleich 1 ist; diese ist der Ankergeschwindigkeit proportional. Mit einer eisenfreien Maschine ist es sehr schwer, eine solche Geschwindigkeit zu erreichen, daß

$$K > r_1 + r_2$$

wird; vielmehr wird für gewöhnlich

$$K < r_1 + r_2 \tag{5}$$

sein. Trotzdem kann die Klammer des ersten Gliedes im Zähler der Gleichung (3) negativ sein. Gewöhnlich ist nämlich

$$L_2 > L_1,$$

und somit wird, wenn wir

$$\frac{L_2}{L_1} = m$$

setzen, die Zahl m größer als die Einheit.

Damit der Ausdruck in der Klammer negativ werde, muß also

$$K > \frac{1}{m} r_2 + m r_1$$

sein, und diese Bedingung kann zugleich mit der Ungleichung (5) befriedigt werden, mit der sie nicht unvereinbar ist.

Wenn beispielsweise

$$K = \frac{1}{2}(r_1 + r_2)$$

und

$$m = 5$$

wäre, so würde die letzte Bedingung werden:

$$r_1 < \frac{1}{15} r_2,$$

eine Bedingung, welche vollkommen realisierbar ist.

Haben wir nun erreicht, daß die Klammer einen negativen Wert hat, so wird offenbar bei einem hinreichend großen Werte von ω der ganze Zähler von (3) und demzufolge auch der ganze Ausdruck für r negativ werden.

Was L anlangt, so kann man für einen hinreichend großen Wert von ω ohne ernsteren Fehler schreiben:

$$L = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2}. \tag{4a}$$

Die Gesamtheit der beiden Stromzweige zwischen A und B ist also in diesem Falle für hochfrequente Ströme einem Leiter gleichwertig, der einen scheinbaren negativen Widerstand hat und eine Selbstinduktion, die sich nach der Stromverzweigungsregel berechnen läßt.

Legt man nun zwischen A und B einen Kondensator an, so werden die oszillierenden Ladungs- und Entladungsströme fortgesetzt an Amplitude zunehmen und eine konstante Amplitude erreichen können, wenn man mit dem Kondensator in Reihe einen Leiter schaltet, dessen Widerstand mit der Stromstärke wächst.

Die gesamte Anordnung ist in Fig. 2 dargestellt. Die Ströme werden die Periode der Resonanz haben, und die Amplitude wird man durch Veränderung des Wertes von E, von welchem der Wert der Geschwindigkeit und

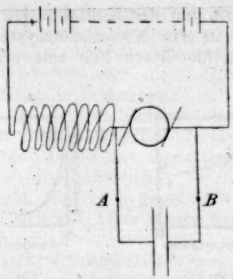


Fig. 2.

somit auch der Wert von K abhängt, regulieren können.

Die Vorteile dieses Systems gegenüber dem System Reihendynamo-Kondensator, welches ich an anderer Stelle vorgeschlagen und verwirklicht habe[1]), sind folgende:

1. Vor allen Dingen muß man bei dem System Reihendynamo-Kondensator, um kontinuierliche oszillatorische Ströme zu erhalten, den Anker mit solcher Geschwindigkeit bewegen, daß

$$K > r_1 + r_2 \qquad (6)$$

wird. Das bedeutet bei eisenfreien Maschinen, wie sie unerläßlich sind, wenn man zu hohen Frequenzen gelangen will, daß man dem Anker Geschwindigkeiten aufzwingen muß, wie sie sich nicht leicht verwirklichen lassen. Bei der neuen Anordnung hingegen genügt es, daß

$$K > m r_1 + \frac{1}{m} r_2$$

ist, das heißt, es genügt ein kleinerer Wert für K für einen passenden Wert von r_1 und r_2, also eine geringere Geschwindigkeit des Ankers. Daß das andere System bessere Wirkungen ergeben würde, wenn man die Bedingung (6) würde befriedigen können, läßt sich aus der Diskussion der Gleichung (3) herleiten.

2. Bei der neuen Anordnung setzt sich der Apparat von selbst in Bewegung, einfach unter Verwendung einer konstanten EMK. Es ist nicht, wie beim ersten System, ein Hilfsmotor erforderlich, ohne den Rüdenberg irrtümlicherweise auskommen zu können geglaubt hat.[2])

Man kann offenbar dieselben oszillatorischen Ströme erhalten, wenn man die EMK. E ausschaltet und den Anker auf mechanischem Wege in demselben Sinne wie vorher dreht. Dabei wird die Maschine eine richtige Nebenschlußdynamo; man beachte jedoch, daß der Umdrehungssinn, den man hierbei anwenden muß, der umgekehrte ist wie der, bei welchem die Nebenschlußmaschine für gewöhnlich als Motor und als Dynamo mit Gleichstrom arbeitet.[1]) In der gewöhnlichen Gleichstromtechnik kann man einen solchen Umlaufssinn in keinem Falle verwenden. Daher sind vielleicht auch die charakteristischen Wirkungen, von denen in vorstehendem die Rede gewesen ist, noch niemals untersucht worden.

Es ist noch zu beachten, daß eben diese Anordnung für Gleichstrom oder langsam veränderlichen Strom einen positiven Widerstand, oder, was dasselbe ist, eine aufsteigende Charakteristik (e als Funktion von i) aufweist. Die erhaltenen Wirkungen sind der Divergenz zwischen der dynamischen und der statischen Charakteristik zuzuschreiben. Bei der Duddellschen Schaltung dagegen bildet diese Divergenz infolge der von Simon nachgewiesenen Hysteresis des Bogens ein Hindernis für die Erzeugung der Schwingungen. —

Derartige Divergenzen zwischen den beiden Charakteristiken lassen sich nicht leicht voraussehen. Aus diesem Grunde ist denn auch die vorliegende Anordnung in der systematischen Untersuchung von Barkhausen[2]), die

1) O. M. Corbino, L'Elettricista **3**, 2, 1904 und **6**, 297, 1907; vergl. auch diese Zeitschr. **9**, 193, 1908.

2) O. M. Corbino, diese Zeitschr. **8**, 924, 1907.

1) Mit dem Wechsel des Drehungssinnes ändert sich auch das Vorzeichen von K. Damit die Gleichung (3) noch einen negativen Wert haben kann, wäre ein gleichzeitiger Zeichenwechsel, beispielsweise von L_2, erforderlich. Ein solcher könnte leicht erreicht werden, wenn man in den Kreis des Feldmagneten eine passende Kapazität einschaltet. Zweigt man dann von deren Enden eine starke Selbstinduktion ab, so könnte der Apparat den Bogen der Duddellschen Schaltung ersetzen.

2) Dr. H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Leipzig, S. Hirzel.

Es sei mir gestattet, bei dieser Gelegenheit zu erwähnen, daß Herr Barkhausen bei der Abfassung seiner wertvollen Monographie anscheinend einige meiner Arbeiten, die sich auf die von ihm behandelten Punkte beziehen, nicht gekannt hat. — Aus diesem Grunde erfindet Herr Barkhausen denn zum dritten Male meine Anordnung Reihendynamo-Kondensator; er schreibt Herrn Blondel zu, zum ersten Male die Diagramme der Duddellströme aufgenommen zu haben, was ich bereits zwei Jahre zuvor mit Hilfe der Braunschen Röhre getan hatte (Atti Assoc. Elettrotecnica Italiana, Okt. 1903); schon damals habe ich die beiden wesentlichen Wirkungsweisen unterschieden, je nachdem die Amplitude des Wechselstromes kleiner oder größer ist als die konstante Intensität im Speisungskreise, und habe nachgewiesen, daß im zweiten Falle Strompausen im Bogen auftreten und die Zweigströme nicht mehr sinusförmig sind, sondern die von mir als tronco-sinusoidal (abgestumpft sinusförmig) bezeichnete Form annehmen, die absolut identisch ist mit der von B. reproduzierten und diskutierten. Die theoretischen und experimentellen Einzelheiten waren dieselben, die sich ganz und gar in der jetzt von Herrn B. gegebenen Darstellung wiederfinden. — Ich habe daraus den Weg abgeleitet, die Ströme immer mehr der Sinusform anzunähern, und habe dafür in einer Reihe späterer Arbeiten verschiedene Anwendungsformen gegeben. So ist denn auch die vollständige Formel für die Periode der tronco-sinusoidalen Ströme, welche Herr Barkhausen auch jetzt nicht einmal berechnet, von mir bereits in der ersten Arbeit mit denselben Kriterien theoretisch abgeleitet, und durch meine Versuche und die späteren des Herrn Dr. La Rosa (Cim. **7**, 5, 1904) bestätigt worden. (O. M. C.)

doch sämtliche mögliche Kombinationen erschöpft zu haben scheint, nicht berücksichtigt worden.

Messina, Physikalisches Institut der Kgl. Universität, im Dezember 1907.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. Januar 1908.)

Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten.

Von E. Rudolfi.

Die Frage nach der Konstitution der Metallegierungen ist durch die Anwendung der thermischen Methoden[1]) in den letzten Jahren im wesentlichen gelöst und dadurch die Möglichkeit gegeben, den naturgemäß bestehenden Zusammenhang zwischen der Konstitution der Legierungen und ihren Eigenschaften zu studieren. Unter den Eigenschaften, die man schon frühzeitig studiert hat, ist besonders das elektrische Leitvermögen zu nennen.

In Anbetracht des Umstandes, daß ältere Publikationen über die elektrische Leitfähigkeit (z. B. die von Le Chatelier) ziemlich unbekannt geblieben sind, resp. nicht die gebührende Würdigung gefunden haben, erscheint ein Eingehen auf diese Arbeiten am Platze.

Zunächst sollen die Arbeiten, welche die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und darauf diejenigen, die den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit behandeln, betrachtet werden.

I.

Die grundlegenden experimentellen Arbeiten über die elektrische Leitfähigkeit stammen von Matthiessen.[2]) Matthiessen teilt die Metalle hinsichtlich ihres Verhaltens als Komponenten von Legierungen in 2 Klassen.

Klasse A enthält diejenigen Metalle, welche miteinander legiert die Elektrizität im Verhältnis ihrer relativen Volumina leiten, deren Leitfähigkeit sich also aus der der Komponenten nach der Mischungsregel berechnen läßt.

Klasse *B* enthält diejenigen Metalle, die unter sich oder mit einem Metall der Klasse *A* legiert die Elektrizität nicht im Verhältnis ihrer Volumina leiten, sondern stets schlechter.

Zur Klasse *A* gehören sämtliche Legierungen, die aus je zwei der folgenden Metalle, soweit sie sich im flüssigen Zustande legieren, gebildet werden: Blei, Zinn, Kadmium, Zink. Trägt man die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von der Konzentration in Volumprozenten in ein Koordinatensystem ein, so erhält man für diesen Fall eine gerade Linie (Fig. 1).

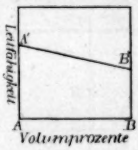


Fig. 1.

Fig. 2.

Zur Klasse B gehören nach Matthiessen die Legierungen, die aus den übrigen untersuchten Metallen unter sich resp. mit einem Metall der Klasse *A* gebildet werden. Im einzelnen kann man hier drei verschiedene Fälle unterscheiden.

Das Charakteristische für den ersten Fall dieser Gruppe ist, daß das eine Metall durch einen ganz geringen Zusatz des anderen eine starke Leitfähigkeitserniedrigung erfährt, während weitere Zusätze weniger erniedrigend wirken. Die geringste Leitfähigkeit liegt etwa bei mittlerem Gehalt beider Stoffe (Fig. 2). Ein besonders typisches Beispiel liefert die Legierung von Kupfer und Nickel.

Der zweite Fall dieser Klasse liefert Legierungen, die durch Fig. 3 dargestellt werden.

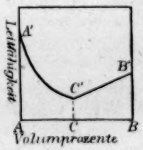


Fig. 3.

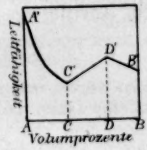


Fig. 4.

Ein weiterer dritter Fall dieser Klasse ist durch Fig. 4 wiedergegeben.

Matthiessen erkannte, daß das so gänzlich verschiedene Verhalten der Metallegierungen in bezug auf ihr elektrisches Leitvermögen durch Verschiedenheit der Konstitution derselben bewirkt sei. Da man aber zu jener Zeit nichts Sicheres über die Konstitution der Metallegierungen wußte, hat sich seine Auffassung im einzelnen nicht bestätigt. Le Chatelier[1]), der den Unterschied zwischen Konglomeraten zweier Kristallarten und Konglomeraten von Mischkristallen bereits kannte, war in dieser Hinsicht glücklicher. Er stellte folgende zwei Sätze auf:

1) Tammann, Zeitschr. f. anorg. Chemie **37**, 303, 1903; **45**, 24, 1905 und **47**, 290, 1905.
2) Matthiessen, Pogg. Ann. **110**, 190, 1860.

1) Le Chatelier, Revue générale des Sciences **6**, 531, 1895; Contribution à l'étude des alliages, Paris 1901, S. 446.

1. Besteht eine Legierung aus zwei nebeneinander gelagerten Kristallarten, so läßt sich die Leitfähigkeit nach der Mischungsregel aus den Leitfähigkeiten der die Legierung aufbauenden Kristalle berechnen.

2. Die häufig beobachtete starke Erniedrigung der Leitfähigkeit bei kleinen Zusätzen eines zweiten Metalls hat ihren Grund in der Bildung von Mischkristallen.

Die durch Fig. 1—4 gegebenen Beziehungen lassen sich mit Hilfe dieser beiden Sätze leicht erklären.

Fig. 1 stellt diejenigen Fälle dar, in welchen die beiden Komponenten A und B im kristallisierten Zustande sich nicht mischen. Die vollständig erstarrte Legierung bildet also ein Konglomerat von A und B.

Fig. 2 entspricht den Fällen, in welchen die beiden Komponenten A und B eine ununterbrochene Reihe von Mischkristallen bilden. Die erstarrten Legierungen bestehen also aus homogenen Kristallen von der Zusammensetzung der ursprünglichen flüssigen Mischung.

Die durch Fig. 3 wiedergegebene Kurve stellt eine Kombination der beiden eben besprochenen Fälle dar. Das Stück der Leitfähigkeitskurve $A' C'$ wird durch das Auftreten einer Reihe von Mischkristallen verursacht. Das geradlinige Stück $C' B'$ bestimmt die Änderung der Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Konzentration von Konglomeraten des gesättigten Mischkristalls C und der reinen Komponente B.

Hat endlich eine Kurve die durch Fig. 4 wiedergegebene Gestalt, so ist die Erklärung der Kurve folgende. Das Stück der Leitfähigkeitskurve von A_1 bis C_1 wird durch das Auftreten einer Reihe von Mischkristallen verursacht. Der Knick, den die Leitfähigkeitskurve in ihrem weiteren Verlauf in D' zeigt, wird durch das Auftreten einer neuen Kristallart von der konstanten Zusammensetzung D verursacht. Die geradlinigen Stücke $C' D'$ resp. $D' B'$ stellen nun die Änderung der Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Konzentration von Konglomeraten der Kristallart D und des gesättigten Mischkristalls C resp. der Kristallart D und der reinen Komponente B dar.

Auf Einwendungen, die Roozeboom[1]) gegen die Auffassung von Le Chatelier macht, soll nur kurz verwiesen werden. Wenn man auch die prinzipielle Berechtigung dieser Einwände keineswegs bestreiten kann, so scheint Le Chatelier doch im wesentlichen das Richtige getroffen zu haben.[2])

Die von Le Chatelier geäußerten Anschauungen sind von Guertler[1]) und Kurnakow und Zemczuzny[2]) nachgeprüft und in keinem Falle widerlegt wurden. Allerdings ist die Anzahl neugefundener einwandfreier Beispiele nicht besonders groß. Im wesentlichen rührt dies daher, daß nur für wenige Systeme sowohl das Schmelz- wie das Leitfähigkeitsdiagramm gleichmäßig gut ausgearbeitet ist. In einigen Fällen besteht daher eine gewisse Unsicherheit, auf welche Weise die Aussage des Schmelzdiagramms mit der des Leitfähigkeitsdiagramms in Einklang zu bringen ist. Als Beispiel sei die Kupfer-Goldlegierung gegeben, die sowohl Guertler als auch Kurnakow und Zemczuzny diskutieren. Roberts-Austen und Kirke Rose[3]) haben das Schmelzdiagramm bearbeitet und fanden eine größere Mischungslücke von 27 bis 82 Proz. *Cu*. Die von Matthiessen gegebene Kurve der elektrischen Leitfähigkeit entspricht jedoch der durch Fig. 2 gegebenen. Es folgt also aus diesem Leitfähigkeitsdiagramm, daß keine Mischungslücke vorliegt. Nun ist aber die Kurve bei Matthiessen sehr flach, und Guertler zeichnet, „ohne den Daten Matthiessens Zwang anzutun, ein horizontales Stück ein," wodurch er erreicht, daß das thermische und Leitfähigkeitsdiagramm übereinstimmen. Kurnakow und Zemczuzny verfahren nun gerade umgekehrt. Der von Matthiessen gegebenen Kurve volles Vertrauen schenkend, revidieren sie die Beobachtungen von Roberts-Austen und Kirke Rose und schließen auf Grund dieser Revision auf vollständige Mischbarkeit im kristallisierten Zustande.

Es erübrigt sich noch weitere Beispiele anzuführen, da Ruer a. a. O.[4]) einige von Guertler gegebene Vergleiche von Leitfähigkeits- und Schmelzdiagrammen bespricht und nachweist, wie wenig glücklich die betreffenden Ausführungen Guertlers sind, soweit er versucht, über die von Le Chatelier gegebenen allgemeinen Regelmäßigkeiten hinauszugehen.

II.

Ebenso wie bei der elektrischen Leitfähigkeit stammen auch die grundlegenden Messungen über den Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit der Legierungen von Matthiessen. Er fand gemeinsam mit Vogt[5]) folgende Regeln:

1. Die gefundene prozentische Abnahme in der Leitfähigkeit einer Legierung zwischen 0 und 100° verhält sich zu der (nach der Mi-

1) Roozeboom, die heterogenen Gleichgewichte. II. Teil. S. 186, 1904.

2) R. Ruer, Metallographie in elementarer Darstellung 230, 1907.

1) Guertler, Zeitschr. f. anorg. Chemie **51**, 397, 1906.

2) Kurnakow und Zemczuzny, Zeitschr. f. anorg. Chemie **54**, 149, 1907.

3) Roberts-Austen und Kirke Rose, Proc. Roy. Soc. London **67**, 105, 1901.

4) Ruer, l. c., S. 231.

5) Matthiessen und Vogt, Pogg. Ann. **122**, 19, 1864.

schungsregel aus der der Komponenten) berechneten Abnahme zwischen 0 und 100°, wie die beobachtete Leitfähigkeit bei 100° zu der ebenfalls nach der Mischungsregel berechneten bei 100°.

Diese Regel ist identisch mit der folgenden, welche man durch eine einfache Umformung erhalten kann.

2. Die absolute Differenz zwischen dem beobachteten und berechneten Widerstand bei 100° ist gleich der absoluten Differenz zwischen dem beobachteten und berechneten Widerstand bei 0°.

Matthiessen verallgemeinert diese Regel dahin, daß die Differenz zwischen den beobachteten und nach der Mischungsregel berechneten Widerständen von der Temperatur unabhängig ist.

Barus[1]) kam auf Grund seiner Untersuchungen zu folgender Gesetzmäßigkeit.

3. Betrachtet man die Legierung eines Metalls A mit relativ kleinen Mengen verschiedener anderer Metalle X, Y, Z, so findet man zwischen dem Widerstand C und dem Temperaturkoeffizienten γ desselben folgende lineare Abhängigkeit;

$$C = \frac{n}{\gamma + m},$$

m und n bedeuten Konstanten, welche nur von den Eigenschaften des Metalles A abhängig sind.

Lord Rayleigh[2]) und Liebenow[3]) kamen unabhängig voneinander zu der Vorstellung, daß die Vergrößerung des spezifischen Widerstandes, den die Legierungen gegenüber den reinen Metallen im allgemeinen zeigen, durch thermoelektrische Kräfte hervorgerufen sei.

Speziell Liebenow, dessen Darstellung wir hier im wesentlichen folgen, stellte folgende von ihm als Hauptgleichung bezeichnete Formel auf:

$$C_0(1 + \gamma t) = A_0(1 + \alpha t) + B_0(1 + \beta t). \quad (1)$$

In dieser Gleichung haben die einzelnen Buchstaben folgende Bedeutung:

C_0 ist der bei einer bestimmten, im übrigen beliebigen Nulltemperatur gemessene elektrische Widerstand einer Legierung,

γ ist der Temperaturkoeffizient dieses Widerstandes,

A_0 bedeutet den nach der Mischungsregel aus den Widerständen der Komponenten berechneten Widerstand der Legierung,

α dessen Temperaturkoeffizienten, welcher, da alle Metalle ungefähr den gleichen Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit haben, gleich diesem und ungefähr gleich 0,004 ist,

B_0 bedeutet den durch die Legierung beider Metalle erfahrungsmäßig im allgemeinen auftretenden Zusatzwiderstand und

β dessen Temperaturkoeffizienten.

Dieser Widerstand B_0 wird nach Liebenow durch Auftreten von Thermokräften bedingt. Wenn wir auch, der Le Chatelierschen Auffassung folgend, diesen Widerstand als durch das Auftreten von Mischkristallen bedingt ansehen, so tut das der Richtigkeit der rechnerisch aus der Hauptgleichung zu ziehenden Folgerungen in keiner Weise Abbruch.[1]) Liebenows Hauptgleichung zerlegt eben nur den erhöhten Widerstand, den die Legierungen erfahrungsgemäß besitzen, formal in 2 Teile, von denen der eine den reinen Metallen an und für sich eigen ist, während der andere durch die gleichzeitige Anwesenheit beider Metalle hervorgerufen wird. Guertler[2]) hat daher kein Recht, die Arbeit von Liebenow unberücksichtigt zu lassen, weil er in bezug auf die Ursache dieses Zusatzwiderstandes sich der Auffassung von Le Chatelier anschließt. Die Gleichung von Liebenow gilt vielmehr, sofern man die Temperaturkoeffizienten α, β, γ als Temperaturfunktionen annimmt, ganz allgemein und absolut streng. Sieht man α, β, γ als Konstanten an, so muß natürlich das Temperaturintervall, in der die betreffende Formel benutzt wird, hinreichend klein gewählt werden.

Die Hauptgleichung von Liebenow geht für 0° in folgende über:

$$C_0 = A_0 + B_0, \quad (2)$$

durch Subtraktion beider Gleichungen erhält man

$$C_0\,\gamma = A_0\,\alpha + B_0\,\beta$$

und daraus

$$\gamma = \frac{A_0\,\alpha + B_0\,\beta}{C_0}. \quad (3)$$

a) Aus Gleichung (3) entnehmen wir, daß γ auch negativ werden kann, wenn nämlich, da $A_0\,\alpha$ und C_0 stets positiv sind, $B_0\,\beta$ negativ und größer als $A_0\,\alpha$ wird. Solche Legierungen sind in der Tat bekannt, es sind die von Feussner und Lindeck[3]) aufgefundenen *Cu-Ni* und *Cu-Mn*-Legierungen, deren elektrischer Widerstand von einer gewissen Temperatur ab einen negativen Temperaturkoeffizienten besitzt.

b) Wir nehmen an, daß

$$\beta = 0$$

ist, und erhalten

$$C_0(1 + \gamma t) = A_0(1 + \alpha t) + B_0 \quad (4)$$

und ferner

$$C_0\,\gamma = A_0\,\alpha. \quad (5)$$

Gleichung (5) entspricht Regel 1, Gleichung (4) Regel 2 von Matthiessen und Vogt. Die

1) Barus, Amer. Journ. Science **36**, 427, 1888.
2) Rayleigh, Nature **54**, 134, 1896.
3) Liebenow, Zeitschr. f. Elektrochemie **4**, 201, 217, 1897.

1) vergl. Ruer, Metallographie, S. 235.
2) Guertler, Zeitschr. f. anorg. Chemie **54**, 59, 1907.
3) Feussner und Lindeck, Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt **2**, 501, 1895.

zahlreichen Fälle, in denen Matthiessen und Vogt ihre Regel bestätigt fanden, beweisen, daß β, wenn auch nicht absolut null, so doch in vielen Fällen sehr klein ist. Der auf Grund jener beiden Regeln von Guertler gemachte Vorschlag, die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit zur Ermittelung der Konstitution von Legierungen [1]) zu verwenden, erscheint jedoch in Anbetracht des Umstandes, daß tatsächlich Legierungen mit negativen Temperaturkoeffizienten gefunden worden sind, bedenklich. [2]) Gleichung (5), enthält nämlich, außer dem Temperaturkoeffizienten γ nur Größen, die stets positiv sind.

c) Immerhin scheinen die Fälle, in denen $\frac{B_0\beta}{A_0\alpha}$ groß ist, nicht gerade häufig zu sein. Nehmen wir β also so klein an, daß auch $B_0\beta$ klein gegen $A_0\alpha$ ist, so können wir Gleichung (3)

$$\gamma = \frac{A_0\alpha + B_0\beta}{C_0}$$

mit Hilfe der Rechnungsregeln für kleine Größen in folgender Weise umformen:

$$\gamma = A_0\alpha \frac{\left(1 + \frac{B_0\beta}{A_0\alpha}\right)}{C},$$

$$= \frac{A_0\alpha}{C_0\left(1 - \frac{B_0\beta}{A_0\alpha}\right)}$$

oder

$$C_0 = \frac{A_0\alpha}{\gamma - \frac{B_0\beta\gamma}{A_0\alpha}}. \qquad (6)$$

In dieser Gleichung (6) ist, solange es sich um kleine Beträge des zugesetzten Metalls handelt, A_0, der berechnete Widerstand, im wesentlichen nur von dem in der Hauptmenge vorhandenen Metall abhängig. Wir setzen daher $A_0\alpha$ gleich einer Konstanten n, deren Betrag nur von dem Ausgangsmetall abhängig ist. Der Konzentrationsbereich, für den dieses zulässig ist, ist um so größer, je weniger sich die Leitfähigkeit des Zusatzmetalls von der des Ausgangsmetalls unterscheidet.

$\frac{B_0\gamma}{A_0\alpha}\cdot\beta$ ist, da wir β als sehr klein angenommen haben, eine Korrektionsgröße, deren Veränderlichkeit auf keinen Fall sehr ins Gewicht fallen wird. Besonders führen Untersuchungen von Benedicks [3]), wonach die Elemente, zu gleichen Atomprozenten in Eisen gelöst, dessen spezifischen Widerstand um den gleichen Betrag erhöhen, zu dem Schlusse, daß im allgemeinen in kleinen Mengen in einem anderen Metall gelöste Stoffe, dessen elektrische Eigenschaften in gleicher Weise verändern. Wir setzen deshalb die Größe $-\frac{B_0\gamma}{A_0\alpha}\cdot\beta$, deren Betrag, wenn Formel (6) gilt, klein gegen γ ist, gleich einer Konstanten m und erhalten

$$C_0 = \frac{n}{\gamma + m}, \qquad (7)$$

identisch mit der Barusschen Gleichung

Wir erkennen daher, daß Guertler irrt, wenn er in seiner letzten Abhandlung [1]) zu dem Resultate kommt, die von Matthiessen und Vogt gegebene Gesetzmäßigkeit sei im Vergleich mit der von Barus gegebenen, als die „einzig allgemeingültige und exaktere" anzusprechen. Es sind vielmehr beide Gleichungen, sowohl die von Matthiessen und Vogt, als auch die von Barus Spezialgleichungen, von denen eine jede nur unter bestimmter Voraussetzung gilt.

Es läßt sich folgendes über den Gültigkeitsbereich der beiden Formeln aussagen.

1. Besitzen die beiden zu legierenden Metalle annähernd gleiche elektrische Leitfähigkeit, so ist die Barussche Formel der Matthiessenschen Gleichung vorzuziehen.

2. Besitzen die zu legierenden Metalle verschiedene Leitfähigkeit, so gilt auch in diesem Falle bei geringen Zusätzen des zweiten Metalls die Formel von Barus besser als die Gleichung von Matthiessen und Vogt. Bei größeren Zusätzen des zweiten Metalls versagt jedoch die Barussche Beziehung und die Formel von Matthiessen und Vogt ist dann die exaktere. Für diese letztere Gleichung bleibt jedoch stets die Voraussetzung bestehen, daß $\beta = 0$ ist.

Allgemeingültigkeit kann also weder die eine noch die andere Gleichung beanspruchen. Eine solche besitzt vielmehr nur die von Liebenow aus seiner Hauptgleichung abgeleitete Beziehung

$$\gamma = \frac{A_0\alpha + B_0\beta}{C_0}.$$

1) Guertler, diese Zeitschr. **9**, 29, 1908.

Göttingen, Institut für physikalische Chemie der Universität.

(Eingegangen 27. Januar 1908.)

1) Guertler, Zeitschr. f. anorg. Chemie **54**, 88 ff., 1907.
2) vergl. Ruer, l. c., S. 236.
3) Benedicks, Recherches physiques et phys. chim. sur l'acier au carbone. Upsala 1904.

Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt.

Von M. v. Rohr.

Herr E. Grimsehl hat in dieser Zeitschr. **9**, 109, 1908 auf eine merkwürdige stereoskopische Erscheinung aufmerksam gemacht, die auftritt, wenn man farbige Darstellungen beidäugig durch ein einfaches Leseglas betrachtet. Er

hat sie auf die Chromasie einer einfachen Linse zurückgeführt, dabei aber auf einen zunächst noch unerklärt gelassenen Widerspruch hingewiesen, der bei der Anordnung der Farbenflecke auf einem weißen Untergrunde eintrat.

Diese letzte Beobachtung scheint auch neu zu sein, während die zu der Theorie stimmende Tiefenanordnung bei der Betrachtung farbiger Darstellungen durch ein chromatisches Leseglas von Sir David Brewster bereits 1848 veröffentlicht und 1851 genauer beschrieben und erklärt worden ist.[1])

Nach der Beobachtung des Herrn Grimsehl erscheinen rote, grüne und blaue Flecken auf weißem, ebenem Untergrunde beidäugig durch ein Leseglas gesehen in immer größerem Abstande vom Beobachter in der Reihenfolge blau, grün, rot; und auf schwarzem Untergrunde in der Reihenfolge rot, grün, blau. Diese Erscheinung hat Herr Grimsehl auch an einer groben Dreifarbenautotypie beobachtet.

Zur Erklärung kann dasselbe Schema dienen, an dem bereits auf Seite 109 die Lage der Augen zu dem Leseglas dargestellt worden ist. Man erkennt ohne weiteres, daß jedes Auge durch ein Prisma blickt, dessen brechender Winkel schläfenwärts gerichtet ist. Betrachtet man irgendeinen dunklen Fleck auf weißem Untergrund einäugig durch ein entsprechend gehaltenes Prisma, so sieht man sein Bild einmal verlagert und dann infolge der Zerstreuung der vom weißen Untergrunde kommenden Strahlen mit farbigen Rändern versehen; genauer liegt ein blauer Rand an der inneren (nasalen), ein roter an der äußeren (temperalen) Seite des Fleckenbildes. Handelt es sich nun um einen blauen Fleck, so wird er durch den blauen Rand nach innen vergrößert (der rote Rand wird unwillkürlich unterdrückt), mit anderen Worten, für jedes Auge erfährt das zugehörige Fleckenbild eine kleine Verlagerung nach innen, was einer Annäherung des Raumbildes im beidäugigen Sehen entspricht. Ein roter Fleck erhält ganz entsprechend seinen spektralen Zuwachs auf den Außenseiten und das führt zu einer Abrückung des Raumbildes im beidäugigen Sehen.

Ganz anders verhält es sich bei schwarzem Untergrunde: hier kann eben kein solcher Zuwachs eintreten, und es handelt sich allein um die Prismen- oder im Sinne der alten Erklärung um die Linsenwirkung, die für blau größer sein muß als für rot, und die für jedes Auge das Fleckenbild nach außen schiebt, aber für blau weiter als für rot. Daraus folgt jetzt aber eine weitere Entfernung der blauen Flecken im beidäugigen Sehen.

Betrachtet man namentlich bei dunklem Untergrunde die Flecken mit bloßen Augen, so sieht man die roten wieder ferner liegen als die blauen; es ist das eine auf die Chromasie der Menschenaugen zurückzuführende, auch schon früher beobachtete Erscheinung, deren Erklärung zwar nicht schwierig erscheint, aber doch zu lang ausfallen würde, um sie hier noch folgen zu lassen.

(Eingegangen 5. Februar 1908.)

Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt.

Von E. Grimsehl

Zu dem Aufsatze: „Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt" (diese Zeitschr. **9**, 109, 1908) teilt mir Herr Geheimrat F. Kohlrausch brieflich mit, daß er schon im Jahre 1871 in Poggendorffs Annalen **143**, 144 auf eine ähnliche, durch Dispersion hervorgebrachte, stereoskopische Erscheinung aufmerksam gemacht habe. Mir war der Aufsatz nicht bekannt; doch will ich nicht versäumen, noch nachträglich auf diesen Aufsatz, für dessen Mitteilung ich Herrn Geheimrat F. Kohlrausch hiermit bestens danke, hinzuweisen. Herr F. Kohlrausch benutzt zur Hervorbringung des stereoskopischen Effekts zwei kleine geradsichtige Prismen; doch bemerkt er am Schluß des Aufsatzes noch, daß der Effekt auch bei einer großen, nicht achromatischen Konvexlinse auftritt.

(Eingegangen 19. Februar 1908.)

Über das Sprühen von Kondensatoren.

Von W. Eickhoff.

In dieser Zeitschr. **8**, 924, 1907 stellt Herr Benischke unter anderem folgende Behauptungen auf:

1. „Das Sprühen ist natürlich nichts anderes als ein Stromübergang zwischen den Belegungen, also ein Nebenschluß zum Kondensator."

2. In einem einfachen Wechselstromkreis mit reiner Kapazität und Selbstinduktion trete durch Vergrößerung der Kapazität unter sonst gleichen Umständen eine Verminderung des Strommaximums nicht ein, durch das Sprühen dagegen werde tatsächlich eine solche bewirkt.

3. Wenn man einem Kondensator eine geeignete Geißlerröhre parallel schalte, bekomme man qualitativ dasselbe Ergebnis wie durch das Sprühen.

Ich möchte Herrn Benischke bitten, die experimentellen Grundlagen dieser Behauptungen anzugeben und mir dadurch eine Diskussion derselben zu ermöglichen.

(Eingegangen 13. Februar 1908.)

1) Eingehende Zitate finden sich in meiner Monographie „Die binokularen Instrumente", Berlin. J. Springer. 1907, VIII u. 223 S. 8° mit 90 Textfiguren und einer Tafel.

Über Erzeugung schwachgedämpfter elektrischer Schwingungen.

Von Ragnar H. Rendahl.

Schon seit vielen Jahren bestand das Bestreben, einen funkenlosen Schwingungskreis in Schwingungen zu versetzen, die unabhängig von dem Erreger, nur der eigenen Dämpfung und der eigenen Periodizität des betreffenden Kreises entsprechend, verlaufen. Im Jahre 1905 teilte Herr Brandes uns ein Verfahren für Dämpfungsmessungen mit, das er Stoßerregung nannte und welches darin bestand, daß bei Messung von kleinen Dämpfungen der wenig gedämpfte Kreis aus einem Funkenkreis mit künstlich vergrößerter Dämpfung erregt wurde. Das Prinzip beruht darauf, daß dann der Funkenwiderstand durch Energieabgabe an den sekundären Kreis und durch die große Eigendämpfung des Primärkreises so schnell zunimmt, daß nach einigen Schwingungen der Funke erlischt, und der erregte Kreis unabhängig von dem Primärkreis allein weiterschwingt. Die zu messende Dämpfung wurde dabei durch Aufnahme der Resonanzkurve zwischen dem zu untersuchenden Kreis und einem Resonanzkreis, z. B. Wellenmesser, bestimmt. In dieser Resonanzkurve erscheinen sowohl die von der Kopplung zwischen dem Funkenkreis und dem erregten Kreis herrührenden Partialwellen wie die nach dem Erlöschen des Funkens auftretende unabhängige Welle des Sekundärkreises. Um einerseits das Erlöschen sicher zustande zu bringen, muß man die Kopplung nicht zu fest wählen, um aber andrerseits die unabhängige sekundäre Welle möglichst von den Partialwellen gesondert zu erhalten, muß man die Kopplung so fest wie möglich wählen. Hieraus ergibt sich ein Kompromiß, den richtig zu treffen, unter Umständen sehr schwierig ist.

In einer Mitteilung dieser Zeitschrift (9, 49) dieses Jahres setzt M. Wien voraus, daß man bis jetzt zu vorliegendem Zweck möglichst lose gekoppelt hat. Diese Annahme trifft bei den in unserem Laboratorium unter Leitung des Herrn Brandes ausgeführten und im großen und ganzen geglückten Messungen nicht zu.

Wenn auch durch Herrn Brandes demnach die Frage, soweit es sich um Messungen handelt, prinzipiell gelöst war, so blieb einerseits immerhin eine gewisse Unsicherheit in den Messungen und andrerseits war die Methode gänzlich unzureichend, sobald es sich darum handelt, zum Zwecke der drahtlosen Telegraphie, einen Senderkreis mit auch nur einigermaßen annehmbarem Wirkungsgrad zu erregen.

Die Ursachen zu der Unsicherheit für Meßzwecke zeigten sich später darin, daß in der mit einem Wellenmesser von dem zu messenden Kreis aufgenommenen Resonanzkurve die Eigenwelle durchaus nicht immer rein und von den Partialwellen unabhängig auftritt, sondern vielmehr dies nur unter ganz beschränkten Bedingungen der Fall ist; und zwar bekommt man sie um so reiner, je geringer die zu messende Dämpfung nicht nur im Verhältnis zu der Dämpfung des Erregerkreises, sondern auch absolut an und für sich ist und je mehr sich das Verhältnis zwischen den Kapazitäten der beiden Kreise dem Werte 1 nähert. Die Abweichung von der ideellen Form in der Resonanzkurve der zu messenden Eigenschwingung tritt nicht plötzlich und merkbar auf, sondern es finden sich immer wieder je nach Kapazitätsübersetzung und sekundärer Dämpfung mehr oder weniger verschwommene Übergangsstadien zwischen der reinen dreizackigen und der gewöhnlichen zweizackigen Resonanzkurve.

Die Unzulänglichkeit für die Praxis der drahtlosen Telegraphie liegt in der großen Energievergeudung durch künstliche Dämpfung des primären Kreises.

Als dann die Entdeckung von M. Wien in dieser Zeitschrift 7, 871, 1906 erschien, daß bei ganz kleiner Funkenstrecke ohne künstlich erhöhte Dämpfung des Erregerkreises ein so frühzeitiges Erlöschen des Funkens erreicht werden kann, daß die Partialwellen in der Resonanzkurve gegen die der unabhängigen Eigenschwingung beinahe verschwinden, wurden hier im Laboratorium Versuche aufgenommen, die zunächst die Wiensche Entdeckung bestätigten; aber obwohl hierbei der Primärkreis nicht künstlich gedämpft ist, ergaben die Versuche, daß bei den kleinen Funken die Dämpfung schon so groß ist, daß auch hierbei kein nennenswerter Wirkungsgrad erreicht werden konnte. Dazu kam, daß der absolute Energiebetrag infolge der geringen Spannung sehr klein ist und daß die Versuche mit Hintereinanderschaltung von solchen kleinen Funkenstrecken zu keiner erheblichen Verbesserung hierin führte.

Ich griff dann zu evakuierten Funkenstrecken, in der Annahme, ähnliche Erscheinungen wie bei den ganz kleinen Luftfunkenstrecken bei event. größerer Spannung vorzufinden. In der Tat erreichte ich mit einer sogenannten Wehneltröhre, die ein zylindrisches Aluminiumblech und einen in dessen Achse gespannten mit Calciumoxyd überzogenen Platinfaden als Elektroden hatte, ähnliche Resultate; aber erst bei Verwendung einer Quecksilber-Dampflampe als Funkenstrecke trat eine überraschende Vollkommenheit der Erscheinung auf. Es gelang bei Spannungen von etwa 10000 Volt und mit beliebig großen Kapazitäten bis 80 Proz. von der Energie des

Lampenkreises zum völlig unabhängigen Ausschwingen im sekundären Kreis zu bringen. Dies geschah Ende Januar 1907. Die Entdeckung führte zu einer sehr mühsamen Ausarbeitung einer praktisch verwendbaren Lampenkonstruktion, die heute noch nicht ganz abgeschlossen ist und während welcher eine Reihe sehr interessanter Beobachtungen an den in dieser Weise wirkenden Lampen gemacht wurden. Ich beabsichtige in Zukunft hierüber weitere Mitteilungen zu machen.[1])

Um ein deutliches Vergleichsbild von der Verwendungsmöglichkeit der verschiedenen Erregungsmethoden zu erhalten, sind die Kurven in den Figuren 1, 2 und 3 aufgenommen worden. Die Anordnung hierbei war die folgende:

Ein Erregerkreis von 15000 cm Kapazität und einer Wellenlänge von etwa 1000 m wurde mit einem funkenlosen Sekundärkreis von genau

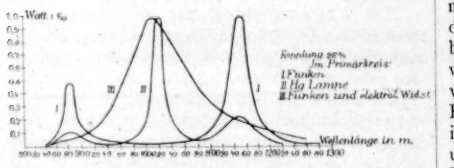


Fig. 1.

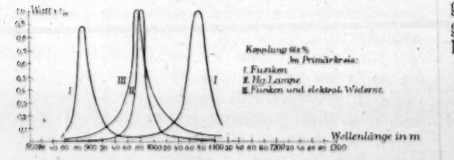


Fig. 2.

denselben Abmessungen in drei verschiedenen Kopplungsgraden induktiv gekoppelt. Parallel zu dem Kondensator des Sekundärkreises war eine Spule von so hoher Selbstinduktion geschaltet, daß durch dieselbe die Wellenlänge des Kreises praktisch nicht geändert wurde. Diese Spule induzierte wiederum einen sogenannten Wellenmesser in so loser Kopplung, daß keine Rückwirkung vom Wellenmesser auf den Sekundärkreis berücksichtigt zu werden brauchte. Die Kurven haben zu Abszissen die Wellenlängen des Wellenmessers, zu Ordinaten die Ausschläge eines im Wellenmesserkreis befindlichen Hitzdrahtinstrumentes, Zahlen, die $\frac{1}{T}\int i^2 dt$ proportional sind. In allen drei Figuren beziehen sich I auf gewöhnliche Funkenerregung, II auf Quecksilber-Dampflampe, III auf Funkenerregung mit künstlich durch Widerstand gedämpftem Erregerkreis. Man sieht, daß bei den Kopplungen 11,2 und 18,6 Proz. die Quecksilber-Dampflampe keine meßbaren Partialwellen gibt und daß bei Kopplung 26 Proz. die Partialwellen, genau denjenigen bei gewöhnlicher Funkenerregung entsprechend, wohl auftreten, aber daß die aus dem mittleren Maximum zu ermittelnde Dämpfung in allen drei Fällen dieselbe ist. Die Verwendung des künstlich gedämpften Erregerkreises ist bei ganz fester Kopplung, wie das Zusammenschmelzen der drei Maxima zeigt, weder für Dämpfungsmessung noch für Erzeugung wenig gedämpfter Schwingungen brauchbar. Bei der mittleren Kopplung ist zwar der obere Teil der Kurve für Dämpfungsmessung noch brauchbar, aber der untere Teil zeigt schon, mit welcher Vorsicht diese Methode gebraucht werden muß. Die kleine Verschiebung der Resonanzlage zwischen den Kurven II und III ist hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß, um genügend Energie für den Stromzeiger des Wellenmessers zu bekommen, die Spule parallel zum Kondensator im Sekundärkreis so klein gemacht werden mußte, daß hierdurch eine geringe Wellenverkürzung auftrat. Bei ganz loser Kopplung, Fig. 3, ist wiederum die Energie

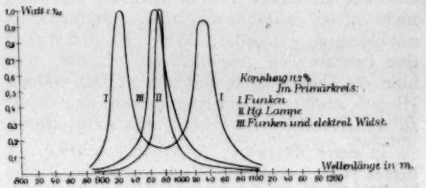


Fig. 3.

im Sekundärkreis so gering, daß die Rückwirkung vom Wellenmesser sich merkbar gemacht hat und dadurch eine zu breite und für Dämpfungsmessungen unbrauchbare Kurve entstanden ist. In dieser Zeitschr. 9, 50, 1908, schreibt M. Wien:

„Die enge Kopplung gestattet, verhältnismäßig große Energiemengen auf das Sekundärsystem zu übertragen; damit ist im Prinzip die Aufgabe gelöst, die starkgedämpften Schwingungen des Primärkreises ohne allzu großen Energieverlust in schwachgedämpfte Schwingungen des Sekundärsystems zu transformieren."

1) Die gegenwärtige Mitteilung ist bis heute aus geschäftlichen Rücksichten aufgeschoben worden, weil das prinzipielle Patent erst in diesen Tagen zur Auslegung gelangt. Da viele von den oben erwähnten Beobachtungen an der Quecksilber-Dampflampe ebenfalls zu Patentanmeldungen geführt haben, die heute noch nicht ausgelegt werden, können die näheren Mitteilungen hierüber erst später erfolgen.

Was hier unter „ohne allzu großen Energieverlust" zu verstehen ist, geht wohl schon daraus hervor, daß für die vorliegende Messung ca. 1 KW. Gleichstrom Energie aufgebraucht wurde und das Meßinstrument im Wellenmesserkreis maximal 0,1 Watt verbraucht, und daß laut Fig. 3, wie oben erörtert, dieser Betrag von 0,1 Watt nicht zu vernachlässigen ist gegenüber der Energie des Sekundärkreises. Wie schlecht im Gegenteil der Wirkungsgrad bei Erzeugung wenig gedämpfter Schwingungen durch künstliche Dämpfung des Erregerkreises in der Tat ist, geht ferner daraus hervor, daß im vorliegenden Beispiele bei gleichbleibender Kopplung zwischen Sekundärkreis und Wellenmesserkreis der Ausschlag im Wellenmesserkreis sich für gewöhnliche Funkenerregung und Erregung mit künstlicher Dämpfung wie ungefähr 1 : 0,01 verhält.

Fig. 4 enthält dieselben Kurven wie Fig. 1;

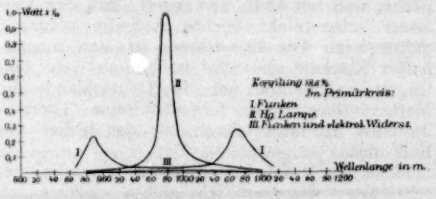


Fig. 4.

nur sind die Amplituden in dem Verhältnis eingetragen, wie man sie erhält, wenn man in den drei Fällen unter gleichbleibender Primärenergie die Kopplung zwischen Sekundärkreis und Wellenmesser gleich beläßt.

Ich möchte durch vorliegende Mitteilung gezeigt haben,

1. daß die von M. Wien mitgeteilte Methode, wenig gedämpfte Schwingungen zu erzeugen, schon im Jahre 1905 durch Herrn Brandes in die Praxis eingeführt wurde,

2. daß der Vorschlag Wiens, enge Kopplung hierfür zu verwenden, nichts Neues hierin gebracht hat,

3. daß die Methode für Meßzwecke sehr unsicher ist,

4. daß sie für praktische Zwecke, z. B. drahtlose Telegraphie, entgegen der Ansicht Wiens gänzlich unzulänglich ist,

5. daß die im Jahre 1906 von Wien gemachte Entdeckung über das Verhalten ganz kleiner Funkenstrecken wohl für Dämpfungsmessungen sicherere Resultate geben kann, als bei Verwendung großer Funkenstrecken und künstlicher Dämpfung, daß aber die hierbei zu erreichende Energiemenge bereits für Dämpfungsmessungen und erst recht für praktische Zwecke zu klein ist, und

6. daß durch Verwendung von Quecksilber-Dampf-Funkenstrecken im Erregerkreis teils eine zuverlässige Methode zur Messung geringerer Dämpfungen gegeben ist und teils beliebige Energiemengen mit einem Wirkungsgrade bis 80 Proz. in wenig gedämpfte Schwingungen umgesetzt werden können.

Berlin, Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, 28. Januar 1908.

(Eingegangen 6. Februar 1908.)

BESPRECHUNGEN.

F. Klein, Vorträge über den mathematischen Unterricht an den höheren Schulen. Bearbeitet von R. Schimmack. I. Teil: Von der Organisation des mathematischen Unterrichts. (Mathematische Vorlesungen an der Universität Göttingen. I[1].) gr. 8. IX u. 236 S. mit 8 Textfiguren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 5,—.

Klein gibt hier im Zusammenhange seine Ansichten über die Reform des mathematischen (und beiläufig auch naturwissenschaftlichen) Unterrichts, wie sie im wesentlichen auch in den Meraner Plänen Ausdruck gefunden haben.

Als Hauptpunkte seien hervorgehoben: die Schulmathematik ist im Laufe der Zeit erstarrt und hat dadurch einigermaßen den Zusammenhang mit der lebendig fortschreitenden Wissenschaft verloren. Ihn wieder herzustellen, ist Aufgabe einer Reform. Daher ist mit dem jetzigen unklaren Begriff „Elementarmathematik" aufzuräumen. Elementar ist das, was sich auf Grund seiner relativen Einfachheit zu einer naturgemäßen Einführung in ein Gebiet eignet. Elementarmathematik ist also das, was mittlere Begabung ohne Spezialstudium sich zugänglich machen kann. In der Schule ist das davon zu betreiben, was die Grundlage für das Verständnis unserer modernen Kultur bildet. Die Schule muß also einmal, wie es die bestehenden Lehrpläne bereits fordern, zu funktionalem Denken erziehen, sodann aber auch die Grundlehren der Differential- und Integralrechnung zum Verständnis bringen. Dafür kann manches aus der jetzigen Schulmathematik als wenig wertvoll gestrichen werden.

Wie die Neuerungen innerhalb der ge-

gebenen Verhältnisse durchzuführen sind und die Schulmathematik zu einem homogeneren Ganzen als bisher zu gestalten ist, darüber wird ebenfalls gesprochen.

Die Ansicht, als ob das Erstrebte schon mehr Fachausbildung sei, widerlegt Klein und weist auf den Nutzen hin, den alle höheren Berufsarten von dieser Reform haben. Auch über die im Zusammenhang mit der Schulreform stehende Hochschulreform spricht er sich aus. Die Darstellung ist mit vielen historischen Notizen durchsetzt, ausländische Verhältnisse werden herangezogen. Hier können natürlich nur wenige Hauptgedanken hervorgehoben werden. Die Schrift ist jedem Fachmann und allen, die sich für Schulreform interessieren, dringend zum Studium zu empfehlen.

H. Kochan.

B. Schmid, Der naturwissenschaftliche Unterricht und die wissenschaftliche Ausbildung der Lehramts-Kandidaten der Naturwissenschaften. Ein Buch für Lehrer der Naturwissenschaften aller Schulgattungen. 8. 352 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 6,—.

Große Verbreitung ebenfalls ist diesem Buche zu wünschen, dessen Leserkreis allerdings kleiner gedacht ist, in der Hauptsache die Lehrer der Naturwissenschaften. Es soll diese anregen, aus ihrem Unterricht das zu machen, was ihr Fach wirklich leisten kann.

Wie Klein ist auch Schmid ein eifriger Verfechter der Reformpläne der Unterrichtskommission. Er gibt für alle Zweige der Naturwissenschaften an, wie er sich gemäß diesen Plänen die Auswahl und Behandlung des Stoffes in der Schule denkt. Da er selbst Schulmann ist, sind viele wertvolle methodische Bemerkungen vorhanden.

Beherzigenswert erscheinen auch die Hinweise auf Verknüpfung der einzelnen Zweige, und die Warnung vor Übertreibung nach dieser Richtung.

Viele Abschnitte sind auch recht lesenswert für Nichtfachleute, in deren Kreisen der Bildungsgehalt dieser Wissenschaften großenteils noch lange nicht genügend anerkannt wird. Wer das reichliche Material in dem Abschnitt „Bildungswert der Naturwissenschaften" liest, muß zu einer gerechteren Würdigung gelangen, und wenn er bei den einzelnen Fächern das überblickt, was etwa Schmid als das Ergebnis des Unterrichts haben will, so wird er zugeben müssen, daß diese Bildung den Namen „allgemeine Bildung" mindestens ebensogut verdient, wie die jetzt vom Gymnasium übermittelte.

Zum Schluß wird auch hier über die Reform des Hochschulunterrichts und die dahingehenden Vorschläge gesprochen. H. Kochan.

G. H. Bryan, Thermodynamics. An introductory treatise dealing mainly with first principles and their direct applications. (B. G. Teubners Sammlung von Lehrbüchern der mathematischen Wissenschaften. XXI. Band.) Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 7.—.

Der Verfasser des vorliegenden Buches hat bereits den Artikel „Thermodynamik" für die mathematische Enzyklopädie geschrieben; dort, wie hier, war die Absicht, eine Darstellung zu liefern, in der die Thermodynamik rein deduktiv behandelt wäre. Das ist hier natürlich in noch ausgedehnterer und systematischerer Weise der Fall, wie bei der Enzyklopädie, und ich kann nur sagen, daß der Verfasser seine nicht leichte Aufgabe glänzend gelöst hat. Die Darstellung ist von musterhafter Klarheit und wird hoffentlich dazu beitragen, auch bei uns in Deutschland die Mathematiker mehr für die reine Thermodynamik zu interessieren, als das bisher der Fall war.

Das Buch ist in englischer Sprache geschrieben, wogegen ich nichts einzuwenden habe. Aber es scheint mir in Deutschland nicht unumgänglich notwendig zu sein, daß dem Werke statt eines „Bestellzettels" für den „Buchhändler" eine „orderform" für den „bookseller" beigegeben ist! Cl. Schaefer.

R. Emden, Gaskugeln; Anwendungen der mechanischen Wärmetheorie auf kosmologische und meteorologische Probleme. gr. 8. VI u. 498 S. mit 24 Fig., 12 Diagrammen und 5 Tafeln im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. In Leinen geb. M. 13,—.

Unter dem bescheidenen Titel „Gaskugeln" präsentiert sich hier ein Buch von ca. 500 Seiten, von dessen Reichhaltigkeit man sich keinen Begriff machen kann, wenn man es nicht selbst studiert. Entstanden ist das Werk aus einer Reihe von Vorlesungen des Verfassers an der Technischen Hochschule München über Physik der Atmosphäre und der Sonne. Es behandelt die Thermodynamik von Gasbällen, ein scheinbar sehr spezielles Thema, welches sich aber als von ungemein vielseitiger Verwendbarkeit und Fruchtbarkeit erweist. Den roten Faden bildet die Integration einer Differentialgleichung zweiter Ordnung, die analytisch nicht durchführbar ist, aber mit graphischen Methoden annähernd und für die Berechnung der

Phänomene in völlig hinreichender Weise gelingt. Sehr dankenswert ist auch das Schlußkapitel: Historisches und Kritisches. Das Buch muß als eine erstklassige Leistung bezeichnet werden. Cl. Schaefer.

Jakob Kunz, Theoretische Physik auf mechanischer Grundlage. Lex.-8. X u. 499 S. mit 291 Abbildungen. Stuttgart, Ferdinand Enke. 1907. M. 12,—, geb. M. 13,40.

Die besondere Anlage dieses Buches ist erkenntlich aus dem Zusatze seines Titels „auf mechanischer Grundlage". Es vertritt den Gedanken, daß das letzte Ziel der Theorie eine Zurückführung aller Erscheinungen auf mechanische Vorstellungen ist. Deshalb will Verfasser keineswegs die sämtlichen Gebiete der theoretischen Physik in dem vorliegenden Buche behandeln, sondern beschränkt sich mit Absicht auf die Dynamik, Thermodynamik und Elektrodynamik, die in ihren Grundzügen dargestellt werden. Die Art der Anlage möge am Beispiel der „Thermodynamik" illustriert werden. Der erste Abschnitt birgt in zwei Kapiteln den ersten und zweiten Hauptsatz, im zweiten Abschnitt wird die Wärmebewegung als zyklische Bewegung (nach dem Vorgange Helmholtz') betrachtet, woran sich ein Abriß der kinetischen Gastheorie anschließt. Ebenso ist es in der Elektrodynamik, wo der Verf. sich auf die Boltzmannschen Vorlesungen über Maxwellsche Theorie stützt. — Die Darstellung ist klar und durchsichtig, die Ausstattung gut. Cl. Schaefer.

H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung mit besonderer Berücksichtigung schneller elektrischer Schwingungen. 8. IV u. 113 S. mit 47 Abbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1907. M. 4,—.

In der Mechanik sind schon längst Erscheinungen, z. B. bei der Orgelpfeife, bekannt, bei denen durch eine konstante, unperiodische Energiequelle eine ungedämpfte Schwingung eines schwingungsfähigen Gebildes hervorgerufen wird. Zu diesen mechanischen Vorgängen findet sich im Gebiete der Elektrodynamik eine weitgehende Analogie bei Systemen, die elektrischer Oszillationen fähig sind, z. B. bei einem aus Selbstinduktion und Kapazität bestehenden System, das parallel zu einem Lichtbogen geschaltet wird. Diese Analogie wurde zuerst von H. Th. Simon erkannt und nachdrücklich betont; im vorliegenden Buche haben wir es mit einer sehr lesenswerten und sorgfältigen Monographie seines Schülers Barkhausen zu tun. Die Arbeit ist auch als Göttinger Dissertation erschienen. Cl. Schaefer.

Alfons Leon, Spannungen und Formänderungen einer um ihren Durchmesser gleichmäßig sich drehenden Kreisscheibe. Lex.-8. 33 S. mit 5 Figuren. M. 1,25.

— **Proseminar-Aufgaben aus der Elastizitätstheorie.** Lex.-8. 65 S. mit 12 Figuren. Wien, Carl Fromme. 1906. M. 2,70.

Beide Heftchen enthalten eine ausführliche Behandlung von einfacheren Aufgaben der Elastizitätslehre. Sie erscheinen wohl geeignet, dem Lernenden zu zeigen, wie die allgemeinen Gleichungen auf spezielle Probleme angewendet werden müssen. Charakteristisch für die Behandlungsweise in den vorliegenden Heften ist der Umstand, daß der Verfasser nicht bei der analytischen Lösung Halt macht, die in vielen Fällen für den Techniker ja noch gar nichts bedeutet, sondern bis zur numerischen Berechnung vordringt, so daß das Resultat direkt für die Praxis benutzbar ist. Cl. Schaefer.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik und Meteorologie. 10. umgearbeitete und vermehrte Auflage. In 4 Bänden mit über 3000 Abbildungen und Tafeln, zum Teil in Farbendruck. Herausgegeben v. L. Pfaundler. gr. 8.

II. Band, 1. Abteilung, 3. Buch: O. Lummer, Die Lehre von der strahlenden Energie (Optik). XXII u. 880 S. M. 15.—

III. Band, 4. Buch: L. Pfaundler, K. Drucker, A. Waßmuth u. J. Hann, Wärmelehre, Chemische Physik, Thermodynamik und Meteorologie. XIV u. 923 S. M. 16.—. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1907.

Die Jubiläumsausgabe von Müller-Pouillets bekanntem und bewährtem Lehrbuch der Physik ist durch die Ausgabe zweier weiterer stattlicher Bände um ein großes Stück gefördert worden. In Band 2, erste Abteilung, bietet uns O. Lummer eine mit ganz hervorragender Klarheit abgefaßte Darstellung der Optik. In Band 3 behandelt L. Pfaundler die Kapitel Thermometrie und Kalorimetrie, K. Drucker die Abschnitte Chemisch-physikalische Statik, Umwandlung der Aggregatzustände und Thermochemie, ferner A. Waßmuth die Kapitel Wärme und Arbeit, Wärmeleitung und Wesen der Wärme (kinetische Wärmetheorie) und schließlich J. Hann die Meteorologie. Über die Bedeutung des Müller-Pouilletsschen Lehrbuches wird kein Leser dieser Zeitschrift im unklaren sein. E. Bose.

Sir Oliver Lodge, Elektronen, oder die Natur und die Eigenschaften der negativen Elektrizität. Aus dem Englischen übersetzt von Prof. G. Siebert. — Lex.-8. X + 203 S. — Leipzig, Quandt & Händel, 1907.

In seiner Einleitung zu der englischen Originalausgabe dieses Buches schreibt der Verfasser zum Schluß: „Das vorliegende Buch ist im allgemeinen für Studierende der allgemeinen Physik und zum Teil für Spezialisten bestimmt. Der größte Teil desselben kann als Darstellung eines Gegenstandes betrachtet werden, der das Interesse aller Gebildeten in hohem Grade beanspruchen darf." — Ganz abgesehen von dem Gegenstande, würde schon die überaus geistvolle, eigenartige Darstellungsweise des Verfassers genügen, um das Interesse des Lesers zu wecken und bis zum Schlusse wach zu erhalten. Dem Übersetzer gebührt das Lob, daß er es verstanden hat, der deutschen Ausgabe den vollen Reiz dieser eigenartigen Darstellungsweise zu erhalten. Nur schade, daß die Lektüre durch die überaus zahlreichen, teilweise geradezu sinnentstellenden Druckfehler so sehr erschwert wird! Max Iklé.

Berichtigungen.

In der Arbeit von A. Battelli und L. Magri „Die Entladung in Spulen mit Eisenkern" in dieser Zeitschr. **9**, 156, 1908 ist in der Tabelle auf S. 162 oben ein Druckfehler stehen geblieben. In der zweiten Spalte dieser Tabelle sind die Wiederholungszeichen in den drei letzten Zeilen zu streichen. Da diese Zeichen mit dem Inhalt der Tabelle in Widerspruch stehen, wird diese Korrektur vermutlich bereits seitens der Mehrzahl der Leser vorgenommen worden sein.

Zehlendorf (Wannseebahn), am 28. Februar 1908.

Der Übersetzer.

(Eingegangen 2. März 1907.)

In der Abhandlung: W. Lohmann, „Der Zeeman-Effekt der Heliumlinien", diese Zeitschr. **9**, 145, 1908, muß es heißen auf S. 147, Zeile 6 von oben Neon- und nicht Sternlinien. Ferner müssen die Figuren 3 und 4 im Sinne des Uhrzeigers um 90° gedreht werden.

Tagesereignisse.

Ferienkurse in Jena vom 5—18. August 1908 für Damen und Herren. Es werden im ganzen mehr als 50 verschiedene Kurse gehalten, meist 12 stündige. Naturwissenschaftliche Abteilung: Naturphilosophie; naturwiss. Weltbild; Botanik; boton.-mikrosk. Praktikum; zoologisches Praktikum; Geologie; Chemie; optische Instrumente; Astronomie; Physiologie; physiol. Psychologie.

Ausführliche Programme sind kostenfrei durch das Sekretariat der Ferienkurse (Jena, Gartenstraße 4) zu haben.

Der **Besuch** der zehn Technischen Hochschulen des Deutschen Reiches im Winterhalbjahr beziffert sich insgesamt auf 15720 gegen 15453 im Vorjahre. Die Zunahme entfällt nur zum geringen Teile auf die ordentlichen Studierenden, im übrigen auf die Hospitanten und Hörer. Die Abnahme im Maschinenbaufach und in der Chemie hat sich gegen das Vorjahr noch erhöht, während andrerseits der Architektur und dem Bauingenieurwesen anscheinend mehr Interesse entgegengebracht wird.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Bonn für Mathematik Dr. Constantin Carathéodory (bisher in Göttingen), an der Universität Berlin Dr. phil. Johannes von Wartenberg für physikalische Chemie und Dr. phil. Arthur Stähler für Chemie.

Ernannt: Regierungsbaumeister Karl Mühlmann zum Direktor der Technischen Staatslehranstalten zu Chemnitz an Stelle des in den Ruhestand tretenden Geh. Hofrat Professor Rudolf Berndt, Professor Adrien Jaquerod aus Genf zum ord. Professor für Physik an der Akademie zu Neuenburg (Schweiz) an Stelle des zurückgetretenen Professor Dr. Robert Weber.

Verliehen: Dem Privatdozent für Chemie an der Universität Berlin Dr. Franz Sachs das Prädikat „Professor".

Gestorben: Der ord. Professor der allgemeinen und analytischen Chemie an der deutschen Technischen Hochschule Prag und Dozent für Chemie an der deutschen Universität Prag Hofrat Dr. Wilhelm Gintl, der frühere Professor für Physik an der Kreuzschule zu Dresden Studienrat Dr. William Abendroth.

Gesuche.

Junger promovierter Physiker

für unsere Abteilung Apparatebau mit Aussicht auf Lebensstellung zum sofortigen Eintritt **gesucht.** Anfangsgehalt M. 3600.—

Neufeldt & Kuhnke
Elektrotechnische Fabrik, Kiel.

Große Elektrizitäts-Gesellschaft sucht für die Eichstation ihrer Meßinstrumentenabteilung

jüngeren Meßtechniker

mit praktischen und theoretischen Erfahrungen. Angebote mit kurzem Lebenslauf, Angabe der Gehaltsansprüche und Referenzen erbeten a. d. Exped. ds. Ztg. unter **S. H. 265.**

Akadem. gebildeter Ingenieur

für das **Röntgenlaboratorium** einer großen Fabrik **gesucht.** Herren, welche auf diesem Spezialgebiet bereits in ersten Stellungen tätig gewesen und fähig sind, die zur Konstruktion modernster Apparate der Röntgentechnik erforderlichen Angaben zu machen, wollen Angebote mit kurzem Lebenslauf, Angabe der Gehaltsansprüche, Referenzen und der Eintrittszeit einreichen an die Exped. dieser Zeitschrift unter **S.H. 266.**

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig
Druck von August Pries in Leipzig.